Scopul acestei serii este de a prezenta articole de revizuire autorizate la nivel internațional, contribuite de lucrători proeminenți din domeniul vast al opticii teoretice și experimentale. Volumele anterioare ale seriei au fost primite cu căldură de oamenii de știință din domeniu ca îndeplinind o nevoie reală.

CONȚINUT: I. Comprimarea lățimii de bancă a imaginilor optice (TS Huang). IL Utilizarea tuburilor de imagine ca obloane (RW Smith). III. Instrumente de optică cuantică teoretică (MO Scully și KG Whitney). IV. Corectori de câmp pentru astronomica! telescoape (CG Wynne). V. Rezistența optică de absorbție a defectelor la izolatori (DL Dexter și DY Smith). VI. Modularea și deviația luminii elastooptice EK Sittig). VII. Teoria detectării cuantice (CW Hellstrom). Confirmare. Referințe. Index de autori. Index de subiect.

PROGRESE ÎN OPTICĂ

VOLUMUL X

PROGRESE ÎN OPTICĂ

VOLUMUL X

EDITAT DE

E. LUPUL
Universitatea din Rochester, NY, SUA

Colaboratori

TS HUANG, RW SMITH,
MO SCULLY, KG WHITNEY,
CG WYNNE, DY SMITH, DL DEXTER,
EK SITTIG, CW HELSTROM

PACIFIC'
Ш ■

1972
COMPANIA DE EDITURI DE NORD-HOLLAND - AMSTERDAM · LONDRA
AMERICAN ELSEVIER PUBL1SHING COMPANY, INC. - NEW YORK

BIBLIOTECA CATALOGULUI CONGRESULUI NUMĂR CARDULUI : 61-19297
OLANDA DE NORD ISBN: 0 7204 1510 1
AMERICAN ELSEVIER isbn: 0 444 103945
editori:
COMPANIA DE EDITURI NORD-OLANDA - AMSTERDAM
COMPANIA DE EDITURI DE NORD-HOLLAND, LTD. - LONDRA
DISTRIBUITORI UNICI PENTRU SUA ȘI CANADA:
AMERICAN ELSEVIER PUBLISHING COMPANY, INC.
52 VANDERBILT AVENUE
NEW YORK. NY 10017
IMPRIMAT ÎN ȚĂRILE DE JOS
CONȚINUTUL VOLUMULUI I (1961)

CONȚINUTUL VOLUMULUI II (1963)

CONȚINUTUL VOLUMULUI 111 (1964)

CONȚINUTUL VOLUMULUI IV (1965)

CONȚINUTUL VOLUMULUI V (1966)

CONȚINUTUL VOLUMULUI VI (1967)

CONȚINUTUL VOLUMULUI VU (1969)

CONȚINUTUL VOLUMULUI VIII (1970)

CONȚINUTUL VOLUMULUI IX (197 1)

PREFAŢĂ

Chiar dacă scrierea unei prefețe caracteristic diferite pentru fiecare nou volum din această serie devine o sarcină din ce în ce mai dificilă, nu există cel puțin nicio problemă în a găsi autori potriviți, sau subiecte de revizuire. O privire asupra literaturii arată că fizicienii și inginerii care lucrează în optică continuă să exercite originalitate și vitalitate, fie în legătură cu problema tradițională a instrumentației, fie cu domeniul în continuă expansiune și diversificare al opticii cuantice. În plus, seria continuă să fie bine deservită de un consiliu internațional de editori care nu eșuează niciodată să sugereze nu numai subiecte adecvate, ci și autori potriviți. Acest lucru ne-a permis să oferim încă o dată o serie de recenzii, care, se speră, vor satisface cele mai catolice dintre gusturi.

O inovație în acest volum, despre care credem că poate deveni foarte utilă, este un indice cumulativ 1 care se găsește la pp. 392-393.

Emil Wolf Departamentul de Fizică și Astronomie Universitatea din Rochester, NY, 14627

iulie 1972

CUPRINS

eu
COMPRESIA LĂȚIUNII DE BANDA A IMAGINILOR OPTICE
DE
T. S. HUANG
Departamentul de Inginerie Electrică,
Cambridge, Mass., SUA
și
Institut fur Technische Physik,
ETH, Zurich, Elveția
CUPRINS

§ 1. Introducere

1.1. TRANSMISIA DIGITALĂ ȘI DEPOZITAREA IMAGINILOR OPTICE

Transmiterea imaginilor își găsește aplicații în multe domenii diverse, cum ar fi comunicațiile cu telefoane, computer-calculator și om-calculator și teledetecție (în explorarea spațiului, recunoaștere, inginerie biomedicală și alte domenii). În alte cazuri, deși transmiterea imaginilor într-o locație de la distanță nu este necesară, trebuie să stocați imaginile pentru extragere și analiză viitoare. Câteva exemple sunt arhivarea și stocarea desenelor de inginerie, amprentele digitale și cărțile și jurnalele bibliotecii.

Tendința în transmiterea și stocarea imaginilor este de a folosi tehnici digitale în loc de analogice. Acest lucru se datorează numeroaselor avantaje inerente ale sistemelor de comunicații digitale (Oliver, Pierce și Shannon [1948]) în cazul transmisiei și flexibilității și ubicuității computerelor digitale în cazul stocării. În ambele cazuri, un avantaj major al tehnicilor digitale față de analogice este că erorile sunt mult mai ușor de controlat pentru primele.

Deoarece imaginile conțin în general o cantitate mare de informații, o problemă comună pe care o întâmpinăm în transmisia digitală și stocarea imaginilor este aceea că canalul necesar sau capacitatea de stocare este adesea excesivă. Este de dorit și uneori obligatoriu să se găsească modalități de a reduce această cerință de capacitate. Motivul pentru care această reducere a capacității este posibilă este dublu. În primul rând, există statistica! redundanță în imagini: punctele de imagine care sunt spațial apropiate unele de altele tind să aibă niveluri de luminozitate aproape egale. În al doilea rând, există redundanță psihovizuală în imagini: se poate distruge în mod intenționat o parte din informațiile conținute într-o imagine fără a provoca o pierdere a calității subiective a acesteia. Au fost concepute multe scheme în care unele dintre aceste statistici! iar redundanțele psihovizuale ale imaginilor sunt eliminate pentru a reduce cerința de capacitate a canalului (de stocare). Scopul acestei lucrări este de a revizui unele dintre aceste scheme.

1.2. TEORIA RATE-DISTORSIUNEA

Înainte de a trece la descrierea reducerii redundanței

scheme, merită să discutăm mai întâi pe scurt problema generală a proiectării unui sistem de transmisie a imaginii sau de stocare.

O diagramă bloc generală pentru un sistem de transmisie a semnalului (de stocare) este prezentată în Fig. 1. Sursa puis out semnais, care în cazul nostru sunt imagini.

SURSĂ
ENCODER
CANAL (STOCARE)
DECODOR
CHIUVETĂ

Fig 1 O diagramă bloc generală pentru un sistem de transmisie (de stocare).

Semnalele sunt transferate în chiuvetă, în cazul nostru un observator uman, prin intermediul canalului sau al depozitului. Codificatorul transformă imaginile sursă într-o formă potrivită pentru canal sau stocare, iar decodorul transformă ieșirea de la canal sau stocare într-o formă potrivită pentru observatorul uman. Problema pe care o are la îndemână un inginer de sistem este să optimizeze acest sistem: Având în vedere o sursă, o chiuvetă și un criteriu de fidelitate sau o măsură de distorsiune pentru calitatea imaginii, cum proiectăm codificatorul și decodorul astfel încât cerințele privind capacitatea canalului (de stocare) este un minim? Alternativ: având în vedere o sursă, o chiuvetă și un canal (de stocare), cum proiectăm codificatorul și decodorul astfel încât calitatea imaginii care ajunge la chiuvetă să fie maximizată?

Matematica ideală! cadrul pentru problema noastră de optimizare este teoria distorsiunii ratei lui Shan-non (Shannon și Weaver [1949]). Rezultatul principal al acestei teorii afirmă că: Pentru o anumită sursă și un anumit criteriu de fidelitate sau măsură de distorsiune Z), putem găsi o funcție R(D), numită rata sursei, astfel încât să putem transfera semnalul nostru către scufundă cu o distorsiune cât de aproape de D pe cât dorim, atâta timp cât capacitatea canalului (de stocare) C este mai mare decât R(D).

Există, totuși, dificultăți considerabile în încercarea de a aplica teoria distorsiunii ratei problemelor practice. În primul rând, pentru a calcula rata R, trebuie să avem o matematică realistă! model (în termeni statistici!) al sursei și a mathematica! expresie a măsurii de distorsiune D care se potrivește în mod rezonabil cu judecata subiectivă. Ambele sunt încă de găsit. În al doilea rând, chiar dacă am găsi un model sursă realist și o măsură bună a distorsiunii, probabil că ar fi atât de complicate încât am avea mari dificultăți în calcularea ratei R analitic. În al treilea rând, teoria distorsiunii ratei ne spune doar ce putem face mai bine; nu ne spune cum să o facem. Pe scurt, deci, deși teoria distorsiunii ratei ne oferă amenzi de ghidare cu privire la modul în care ar trebui să se comporte un sistem optim, ea nu ne ajută la proiectarea unui astfel de sistem.

1.3. O DISPOSARE PRACTICĂ A SISTEMULUI

În practică, în loc de diagrama bloc generală din Fig. 1, preferăm să lucrăm cu un aspect mai detaliat, așa cum se arată în Fig. 2. O imagine bidimensională este mai întâi filtrată spațial, apoi eșantionată în spațiu și cuantificată în luminozitate. Psihovizualul și statistica! codificatorii înlătură, respectiv, unele dintre redundanțele psihovizuale și statistice din imaginea digitalizată. Codificatorul de detectare și corectare a erorilor adaugă redundanță în secvența binară care reprezintă imaginea codificată pentru a o proteja de zgomotul canalului (de stocare). Secvența binară de ieșire a acestui codificator este transformată de

SURSĂ
CODARE SURSA
eu
CODARE CANAL
I CANAL j [(STOCARE)|
DOUĂ-

EU PSIHOVIZUAL
STATISTIC
DECODOR
EROARE DETECTATA- (--------------,
AND-CQRREET ON –t LE MODU-A t.-R
DECODOR 1------------
RECEPTOR

Fig. 2. O diagramă bloc practică pentru un sistem de transmisie a imaginii (de stocare).

modulator în forme de undă adecvate pentru transmiterea prin canal (sau punerea în stocare). Pe cealaltă parte a canalului (de stocare), demodulatorul și decodoarele încearcă să recupereze cât mai bine ieșirea cuantificatorului. În cele din urmă, post-filtrul bidimensional (spațial) netezește imaginea digitală recuperată într-o imagine continuă pentru vizualizare de către observatorii umani.

Operațiunile filtrelor, eșantionerului, cuantificatorului și codificatorilor psihovizuali și statistici se bazează pe proprietățile sursei: se numesc codificare sursă. Operațiunile codificatoarelor de detectare și corectare a erorilor și ale modemului (modulator și demodulator) se bazează pe proprietățile canalului (sau stocării): se numesc codificarea canalului. În restul acestei lucrări, vom formula discuțiile noastre în termeni de transmitere a imaginii, deși majoritatea rezultatelor se aplică și stocării imaginilor.

Deoarece toate blocurile din Fig. 2 interacționează între ele, este o sarcină imposibilă optimizarea întregului sistem. Se poate doar spera să proiecteze un sistem bun în loc de unul optim, iar a face acest lucru este atât o artă, cât și o știință. De asemenea, din cauza lipsei unei matematici! măsura distorsiunii, calitatea imaginii trebuie judecată subiectiv.

După cum am menționat mai devreme, scopul prezentei lucrări nu este de a descrie proiectarea unui sistem de transmisie a imaginii sau de stocare în totalitatea sa, ci mai degrabă de a trece în revistă unii dintre codificatorii psihovizuali și statistici pentru eliminarea redundanței. Cu toate acestea, pentru a obține perspectiva adecvată, codarea canalelor și digitizarea imaginilor sunt discutate pe scurt în § 2 și, respectiv, § 3.

Reducerea redundanței imaginilor stili monocrome este discutată în §§ 5-10; cea a imaginilor în mișcare și color din §§ 11 și, respectiv, 12. Efectul zgomotului canalului asupra schemelor de reducere a redundanței este discutat pe scurt în § 13, unde comentăm și complexitatea echipamentului. În cele din urmă, în § 14 prezentăm câteva gânduri preliminare cu privire la căutarea unei măsuri de calitate a imaginii.

1.4. REFERINȚE

Au fost publicate mai multe bibliografii despre compresia lățimii de bandă a imaginii (Pratt [1967], Rosenfeld [1968], Wilkins și Wintz [1969]). Majoritatea lucrărilor dintr-un număr special al lucrărilor IEEE privind reducerea redundanței s-au referit la imagini (Cutler [1967]). Un simpozion despre compresia lățimii de bandă a imaginilor a avut loc la Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass., în aprilie 1969 (Huang și Tretiak [1970]). Jurnalele care publică frecvent articole despre compresia lățimii de bandă a imaginilor includ IEEE Proceedings, IEEE Transactions on Information Theory și IEEE

Transactions on Communication Technology și Bell System Technical Journal.

§ 2. Codarea canalului

(Bennett și Davey [1965], Lucky, Salz și Weldon [1968], Martin [1969].)

2.1. CARACTERISTICILE CANALULUI

Canalele de comunicații fizice, cum ar fi firele de telefonie, cablurile și legăturile cu microunde, pe lângă faptul că sunt limitate în bandă, suferă de diverse imperfecțiuni:

(a) Zgomot - Există două tipuri de zgomot. Zgomot aleatoriu gaussian datorat efectelor termice și de împușcare și zgomot de impuls datorat fulgerelor, tranzitorii de comutare etc.

(b) Interferență - Diafonie între canale.

(c) Distorsiunea de frecvență - În cadrul benzii de trecere, amplitudinea răspunsului în frecvență al unui canal nu este fiat, iar faza nu este liniară. Prin urmare, chiar și forma de undă a semnalului pe care dorim să o transmitem prin intermediul

canalul are doar componente de frecvență în interiorul benzii de trecere a canalului, acesta va fi totusi distorsionat la capătul de recepție.

(d) Fading - Datorită căilor multiple în transmisia fără fir.

(e) Abandonarea - Din cauza defecțiunii echipamentului undeva de-a lungul canalului.

Estimarea teoretică a capacității unui canal este dificilă, cu excepția cazului unui canal cu zgomot alb Gaussian aditiv, caz în care avem binecunoscuta formulă a lui Shannon (Shannon și Weaver[1949]):

(<? \
1-1--) biți/sec. (1)

unde W este lățimea de bandă a canalului în cicluri pe secundă, iar S/N este raportul semnal-zgomot. Astfel, un canal de voce de 3kc cu un S/N de 30 db (S/N « 1000) are o capacitate teoretică a canalului de aproximativ 30 000 de biți pe secundă.

2 2. MODEM (MODULATOR-DEMODULATOR)

Scopul modulatorului este de a transforma o secvență de intrare de cifre binare (biți) într-o formă de undă potrivită pentru transmisie pe canal. Demodulatorul transformă forma de undă primită înapoi în secvența binară. Pentru un canal dat, se dorește să proiecteze un modem care să poată stoarce cel mai mare număr de biți pe secundă prin canal, să atingă cea mai mică probabilitate de eroare și să fie ieftin.

De obicei, funcționarea modulatorului constă din două etape. În primul rând, fluxul de biți de intrare este transformat într-un semnal în bandă de bază. Apoi, acest semnal în bandă de bază este utilizat pentru a modula o purtătoare de înaltă frecvență.

Fie secvența de biți de intrare {ak, Æ = 0, 1, 2,. . .} unde ak = 0 sau 1. Semnalul în bandă de bază este

#(0 = Σ bkh(t-kT) (2)
κ

Unde

_ I + d, dacă ak = 1 k (— </, dacă ak = 0,

h(t) este o funcție de timp fix (de obicei sub formă de impuls), iar T și d sunt constante pozitive. Mai general, putem grupa biții de intrare în blocuri (cu n biți pe bloc, de exemplu), folosiți un termen din eq. (2) pentru a reprezenta fiecare bloc, permițând lui bk să aibă 2"

valori posibile (fiecare valoare corespunzând unui model de biți specific dintr-un bloc).
Semnalul de bandă de bază g(t) modulează fie amplitudinea, fie frecvența sau faza unei purtătoare de înaltă frecvență (undă sinusoidală). Acest purtător modulat

este apoi transmis prin canal. La receptor, demodulatorul recuperează mai întâi semnalul în bandă de bază, apoi eșantionează la momentele de timp adecvate (AT, să zicem) pentru a obține bk și henee ak.
Numărul de biți pe secundă pe care îi putem transmite prin canal este proporțional cu logaritmul numărului de niveluri în bk și invers proporțional cu T. Numărul de niveluri pe care le putem avea în bk este limitat de zgomotul canalului. Mărimea lui T este limitată de lățimea de bandă a canalului. Teoretic, criteriul Nyquist ne spune că pentru o bandă de canal limitată la W cicluri pe secundă, cel mai mic T pe care îl putem avea este
când folosim
păcat (πí/T0)
πí/To
(care are o lățime de bandă W) și eșantionează la t = kT0. Este ușor de observat că în acest caz, dacă canalul are un răspuns de frecvență perfect în cadrul benzii de trecere (mărime liat, fază liniară), atunci nu există interferență intersimbol, adică eșantionul la t = kT0 este bk, fără orice contribuție de la bjh(t– jT), j k.
În practică, răspunsul în frecvența canalului nu este perfect. Un filtru, numit egalizator, este introdus fie la capătul emițătorului, fie la capătul receptorului pentru a compensa răspunsul în frecvența canalului. Deoarece canalele telefonice variază de obicei în timp, caracteristicile egalizatorului ar trebui să se schimbe automat în funcție de variația canalului. Tendința modemului în proiectarea egalizatoarelor automate este de a folosi filtre transversale digitale (folosind linii de întârziere conectate).
Deoarece nu putem sintetiza h(t) din ecuația. (5) exact, în practică putem semnala doar la aproximativ jumătate din rata Nyquist, pentru a evita interferența intersimbol. Cu toate acestea, recent, a apărut o abordare alternativă a proiectării semnalului în bandă de bază, cunoscută sub numele de semnalizare cu răspuns parțial (care include în special tehnica duobinară). În această abordare, puise A(i) este ales pentru a introduce interferența intersimbol în mod intenționat, dar într-o manieră controlată, astfel încât demodulatorul să nu aibă dificultăți în decodarea simbolurilor individuale. Semnalizarea cu rata Nyquist devine atunci posibilă. Prețul pe care trebuie să-l plătim este că: pentru blocurile de л-biți, semnalul în bandă de bază trebuie să aibă niveluri (2" + 1 – 1) în loc de nivelurile (2n–1) necesare în proiectarea convențională. Cerința S/N de canal este deci mai strictă.
După cum am menționat mai devreme, semnalul în bandă de bază poate fi utilizat pentru a modula un purtător fie AM, fie FM, fie PM. Modemurile moderne de mare viteză pentru

transmisia de date utilizează în general AM, din cauza posibilității de semnalizare în bandă laterală unică (SSB) și bandă laterală vestigială

(VSB) în AM, ceea ce reduce cerințele de lățime de bandă la jumătate în comparație cu metodele cu bandă laterală dublă.
În semnalizarea SSB și VSB, trebuie să avem o purtătoare de referință la demodulator care are aceeași frecvență și fază ca cele ale purtătorului de la modulator. Orice frecvență purtătoare sau decalaj de fază va introduce distorsiuni în semnalul de bandă de bază recuperat. Se pare că acest decalaj de fază purtătoare, mai degrabă decât interferența intersimbol sau nici canalul, este o limită pentru stadiul actual al designului modemului de mare viteză.
Pentru a încheia această secțiune, dăm un exemplu de modem dezvoltat de Honeywell Communications Center for the Air Force (Anonymous [1970]). Modemul folosește AM și VSB cu un egalizator automat digital care conține o linie de întârziere de 66 de atingeri. Distanța dintre simbolurile succesive din semnalul de bandă de bază este T — 4 B OO secunde. Simbolurile benzii de bază pot avea 2, 4 sau 8 nivele corespunzătoare unei rate de date de 4800, 9600 sau 14 400 biți pe secundă. În testele de performanță pe un canal de telefonie condiționat de 400 de mileType2300C-2 cu un S/NX 30db și o lățime de bandă de aproximativ 3kc, probabilitățile de eroare de biți la cele trei rate de transmisie sunt, respectiv, 10"8, 10"6 și 5 X 10“3. Performanța trebuie comparată cu capacitatea teoretică a canalului, care este de aproximativ 30 000 de biți pe secundă (vezi § 2.1).

2.3. CODURI DE DETECȚIE ȘI DE CORECTARE A ERORILOR

Scopul codificatorului de detectare și corectare a erorilor este de a adăuga biți de verificare la biții de informații de intrare pentru a-i proteja de perturbațiile canalului. Există două categorii majore de astfel de coduri: coduri bloc și coduri convoluționale. În ambele cazuri, biții de informații de intrare sunt împărțiți în blocuri. În cazul codurilor de bloc, biții de verificare adăugați fiecărui bloc depind numai de biții de informații din acel bloc; în timp ce în cazul codurilor convoluționale, acestea depind și de biții de informații din alte blocuri. Se cunosc mult mai multe despre codurile bloc decât despre codurile convoluționale. 1
În general, cu cât dimensiunea blocului este mai mare, cu atât este mai eficient codul, adică, cu atât este mai mic raportul dintre numărul de biți de verificare și numărul de biți de informație. Cu toate acestea, atunci când dimensiunea blocului este mare, mecanica de codificare și decodificare poate deveni foarte complicată. Prin urmare, în proiectarea codurilor de detectare și corectare a erorilor, principala problemă nu este doar găsirea unui cod eficient, ci mai degrabă găsirea unui cod eficient care are o structură mare, astfel încât codificarea și decodificarea să devină relativ simple.
O clasă de coduri bloc care sunt destul de eficiente și relativ simplu de implementat sunt codurile BCH. Fie n numărul total de biți pe bloc,
κ

numărul de biți de informație și t numărul de erori de biți pe care codul le poate corecta. Câteva numere tipice pentru codurile BCH sunt: («, k, t) = (7, 4, 1); (7, 1, 3); (15, 11, 1); (15, 5, 3); (255, 247, 1); (255, 231, 3); (255, 139, 15).

2.4 COMPENSĂRI ÎNTRE CODIFICAREA SURSA ȘI A CANALULUI

Pentru a accelera transmiterea unei imagini date printr-un canal dat, putem fie să facem codare sursă pentru a reduce rata de biți a informațiilor, fie să facem codificarea canalului pentru a stoarce mai

mulți biți de informații pe secundă prin canal. Cu cât codificăm mai multă sursă, cu atât calitatea imaginii este mai vulnerabilă la erorile de biți de informații. Cu cât facem mai multe coduri de canal, cu atât vom avea mai multe erori de biți de informații. Tipul de compromisuri pe care le facem depinde de faptul că ne străduim pentru calitatea imaginii, viteza de transmisie, costul minim etc. sau orice combinație a acestora.
Pentru a ilustra modul în care putem încerca să realizăm un design optim, oferim următorul exemplu ipotetic simplificat. Presupunem că în sistemul nostru, prin variarea parametrilor din codificatoarele de canale, putem realiza
(a) „(b)
(c)
Fig. 3. Comerț între codarea sursă și canal. (a) Probabilitatea erorii de biți în raport cu rata de transmisie (biți de informații/sec.) pentru codarea canalului. (b) Curbe de calitate egală pentru codarea sursă. (c) Determinarea punctului optim de funcționare.

curba de funcționare (probabilitate față de rata de biți a informațiilor) așa cum este prezentată în Fig. 3(a). De asemenea, prin efectuarea de teste subiective, determinăm o familie de curbe de calitate egală pentru codarea sursă, așa cum se arată în Fig. 3(b). Un punct tipic (Bo, Po) din Fig. 3(b) reprezintă o imagine care este mai întâi codificată sursă la biți de informație Bo pe secundă, apoi coruptă cu o probabilitate de eroare de biți de Po și, în final, reconstruită și calitatea sa evaluată subiectiv. Suprapunerea Fig. 3(a) și (b) oferă un punct de operare pentru o calitate maximă a imaginii.
§ 3. Digitalizarea imaginii
3.1. PRELEVARE
Pentru a ne concentra asupra procesului de eșantionare, să luăm în considerare subsistemul simplificat descris în Fig. 4. În ceea ce privește acest sistem, întrebarea de bază este: Pentru un număr fix de mostre pe secțiune de imagine, cum ar trebui să alegem prefiltrul și postfiltrul optimizați calitatea imaginii de ieșire?
Fig. 4. Procesul de eșantionare.
Lasă imaginea să fie eșantionată într-o matrice pătrată de puncte. Peterson și Mid-dleton [1962 j au arătat că, pentru un număr fix de eșantioane per cadru, pre- și post-filtrare cu filtre bidimensionale ideale trece-jos (ale căror frecvențe de tăiere sunt alese pentru a evita aliasing-ul) da cea mai mică medie. -diferență pătrată între ieșirea post-filtrului și intrarea în prefiltru. Testele subiective (Huang și Tretiak [1965]) au indicat că aceleași filtre oferă și imagini reconstruite cu cea mai bună calitate subiectivă în cazul sistemelor cu rezoluție foarte scăzută (64 x 64 de mostre pe cadru). Pentru sistemele cu rezoluție mai mare (256 x 256 mostre pe cadru), accentuarea frecvenței spațiale înalte la post-filtru pare să îmbunătățească calitatea imaginii de ieșire; cu toate acestea, nu au fost efectuate teste subiective extinse pentru a verifica acest lucru. Rețineți că pentru a obține o imagine recepționată cu o rezoluție comparabilă cu cea a imaginilor de televiziune comerciale din SUA actuale, sunt necesare aproximativ 500 x 500 de mostre per cadru.
3.2. CUANTIZAREA

Fiecărei mostre de intrare (cu o gamă de luminozitate continuă) cuantificatorul atribuie un nivel discret. Cuantizarea poate fi uniformă sau ne-

uniformă (fig. 5). Dacă se utilizează o cuantizare uniformă, sunt necesari aproximativ 5 până la 8 biți per probă sau 32 până la 256 de niveluri de luminozitate (în funcție de S/N originalului, condițiile de vizualizare etc.) pentru a elimina contururile artificiale (așa-numitul zgomot de cuantizare).). Se poate economisi aproximativ 1 bit per probă folosind cuantizarea logaritmică pentru a profita de proprietățile vederii umane (legea Weber-Fechner).

NIVELELE DE IEȘIRE ________
LUMINAREA INTRARE
(Q)
NIVELURI O'JTPuT
LUMINAREA INTRARE
(b)

Fig. 5. Procesul de cuantizare. (a) Cuantificare uniformă sau liniară. (b) Cuantificare logaritmică.

Câteva exemple de imagini cuantificate uniform și logaritmic sunt prezentate în Fig. 6 și 7. Imaginea originală folosită în aceste exemple conține un cameraman ca obiect central cu iarba și cerul ca fundal și are un S/N de aproximativ 40db înainte de cuantizare și o rezoluție de 256 X 256 puncte de eșantionare.

Putem face chiar mai bine (Huang et al. [1967]) decât cuantizarea logaritmică (adică, să ne descurcăm cu mai puține nivele de cuantizare), dacă folosim distribuția de frecvență a luminozității punctelor imaginii (pentru a folosi mai multe niveluri în intervale de luminozitate în care curba de distribuție a frecvenței este ridicată). Această ultimă schemă este însă în cele mai multe cazuri nepractică, deoarece este dependentă de imagine.

3.3. COMBINI DS \MPLING ȘI CUANTIZAREA

Dacă digitalizăm o imagine în L x L eșantioane cu B biți (sau 2B niveluri) per probă, atunci numărul total de biți necesar pentru a reprezenta imaginea digitalizată este N = Lx Lx B. Se pune atunci întrebarea următoare: Pentru un anumit

Fig. 6. Imagini uniformizate cuantificate la diferite numere de niveluri (256.'256 de eșantioane per fraină), (la 2 biți sau 4 nivele. (b) 3 biți sau 8 nivele. (c) 5 biți sau 32 de niveluri.

valoarea lui N, cum ar trebui să alegem valorile pentru L și B pentru a obține cea mai bună imagine primită?

Răspunsul, desigur, depinde de ceea ce înțelegem prin „cel mai bun”. Cerințele pentru o imagine de recunoaștere, de exemplu, sunt destul de diferite de cele pentru imaginile comerciale de televiziune. Pentru fotografiile de uz general (cum ar fi televiziunea comercială și imaginile cu telefonul), aprecierea calității imaginii este în mod necesar subiectivă. Pentru această clasă de imagini au fost efectuate o serie de teste subiective (Scovill [1965]) în încercarea de a răspunde la întrebarea pusă în paragraful precedent. Au fost folosite trei imagini originale, conținând cantități diferite de detalii: o față (Fig. 8), o scenă cu un cameraman în centru și o mulțime (Fig. 9). Au

fost generate imagini cu valori diferite ale lui L și B, iar observatorilor li s-a cerut să le ordoneze în funcție de calitatea subiectivă. Rezultatele sunt prezentate în

Fig. 7. Imagine cuantificată logaritmic la un număr diferit de niveluri (256 X 256 mostre per cadru). (a) 2 biți sau 4 nivele. (b) 3 biți sau 8 nivele. (c) 5 biți sau 32 de niveluri.

Fig. 8. Imagini ale unei fețe primite prin sisteme PCM simulate, (a) Număr de mostre = 128 X 128; numărul de niveluri de luminozitate = 64. (b) Numărul de mostre = 256 X 256; numărul de niveluri de luminozitate = 16.

Fig. 9. Imagini ale unei mulțimi primite prin sisteme PCM simulate, (a) 128 ■ 128 de eșantioane; 64 de niveluri de luminozitate. (b) 256 '256 probe; 16 niveluri de luminozitate.

Fig. 10 sub formă de curbe de izopreferință în planul L-B. Fiecare punct din planul L-B reprezintă o imagine primită, cu valorile lui L și B egale cu coordonatele punctului respectiv. O curbă de izopreferință este una pe care punctele reprezintă imagini de calitate subiectivă egală. Figura 10 arată, de asemenea

Fig. 10. Curbe de izopreferință pentru: (a) Față; (b) cameraman; (c) Mulțime.

curbe de constanta N, care sunt punctate. Prin inspectarea curbelor de izopreferință se pot trage următoarele concluzii;

(1) Curbele de izopreferință pleacă semnificativ de la curbele de debit constant al imaginii (TV).

(2) Curbele de izopreferință depind foarte mult de tipurile de imagini. Curbele devin mai verticale pe măsură ce detaliile imaginii cresc. Aceasta indică faptul că pentru imaginile cu o cantitate mare de detalii, sunt necesare doar câteva niveluri de luminozitate; vezi Fig. 9(b).

(3) În unele cazuri, pentru un număr fix de mostre spațiale, calitatea imaginii se va îmbunătăți cu o scădere a numărului de niveluri de luminozitate. Un motiv probabil este că scăderea numărului de niveluri de luminozitate crește contrastul aparent al imaginii.

§ 4. Reducerea redundanţei

4.1 CODIFICAREA STATISTICĂ

Transmiterea unei imagini digitalizate prin PCM direct necesită N = LxLx B biți pe cadru, unde Lx L este numărul de mostre pe cadru și B numărul de biți pe eșantion (2B fiind numărul de niveluri discrete utilizate pentru luminozitatea fiecărei mostre).). Deoarece cerința de capacitate a canalului crește odată cu creșterea numărului de biți utilizați pentru a reprezenta imaginea, acesta este scopul psihovizualului și al statisticii! codificatoare (Fig. 2) pentru a reduce numărul de biți necesari pentru a caracteriza imaginea digitizată. Mai întâi ne vom ocupa de statistică! codificare.

Putem caracteriza o imagine digitalizată printr-o succesiune de mesaje. Mesajele pot fi, de exemplu, nivelurile de luminozitate ale fiecărei probe individuale. Sau, fiecare mesaj poate conține nivelurile de

luminozitate ale unei perechi de mostre învecinate. Un al treilea exemplu este că mesajele pot fi primele diferențe ale mostrelor adiacente de-a lungul fiecărei linii orizontale. Există nenumărate moduri prin care ne putem alege mesajele, singura cerință fiind ca să putem reconstrui imaginea digitalizată din succesiunea mesajelor. Pentru o anumită alegere, lăsați mesajele posibile să fie mr, m2, . . mn; și să fie distribuția de probabilitate a acestor mesaje (pe clasa de imagini digitalizate care ne interesează) să fie p1; p2, . . pn. Ideea principală în statistică! codificarea este de a folosi cuvinte de cod binare de lungime variabilă pentru mesaje, folosind cuvinte de cod scurte pentru mesajele mai probabile și cuvinte de cod mai lungi pentru cele mai puțin probabile, astfel încât, în medie, vom avea un număr mic de biți per mesaj. Teoria lui Shannon (Shannon și Weaver

[1949]) ne spune că putem găsi întotdeauna un cod astfel încât numărul mediu de biți pe mesaj r să satisfacă inegalitatea

H r H + 1 (6)

unde entropia H este prin definiție

H = - ÍpíIo&lPí·   (7)

i= 1

Procedura simplă și elegantă a lui Huffman [1952] garantează că vom obține un cod cu r minim

Entropia H pentru o distribuție de probabilitate este maximă când toate Pi sunt egale și este minimă când toate p¡ dar unu sunt zero. În general, cu cât o distribuție de probabilitate este mai neuniformă sau de vârf, cu atât entropia este mai mică. Prin urmare, pentru a face statistici eficiente! codificare, ar trebui să alegem un set de mesaje care are o distribuție de probabilitate de vârf.

4.2. CODIFICAREA PSIHOVIZUALĂ

Dacă imaginea primită trebuie să fie văzută de oameni, atunci se poate profita de proprietățile vederii umane. Nu, scopul este de a distorsiona imaginea în așa fel încât să poată fi descrisă de un număr mai mic de biți; totuși, distorsiunea nu este suficient de mare pentru a fi vizibilă sau inacceptabilă pentru vizualizatorul uman. Codificarea psihovizuală, deci, poate fi considerată ca o operațiune de derivare a unei secvențe de mesaje din imaginea digitalizată, astfel încât aceste mesaje necesită o capacitate de transmisie mai mică a canalului decât imaginea digitală originală și că din aceste mesaje putem reconstrui o replică rezonabilă a originalului. imagine digitală. Statistica! codificarea poate fi, desigur, aplicată mesajelor de ieșire ale unui codificator psihovizual pentru a le reduce statisticile! redundanţă. Vom vedea că în codificarea psihovizuală putem spera la cantități mari de reducere a redundanței. Într-adevăr, fără a profita de proprietățile psihovizuale ale vederii umane, nu am fi avut nici filme, nici televizoare alb-negru, ca să nu spunem televizoare color. Abordarea cu cadre discrete a filmelor și televizoarelor (aproximativ 30 de cadre pe secundă) este satisfăcătoare din cauza rezoluției limitate a răspunsului temperai al viziunii umane. Televizoarele color sunt posibile deoarece putem sintetiza orice culoare subiectivă folosind un număr finit (3 sau 4) de componente de culoare. În ambele cazuri, un continuum este redus la un set finit discret: raportul de compresie a lățimii de bandă sau de reducere a redundanței este infinit

În restul acestei lucrări, vom descrie câteva scheme specifice de reducere a redundanței. Cele mai multe dintre aceste scheme folosesc atât psihovizuale, cât și sta-

codificare istică. Remarcăm că datorită legii Weber Fechner, în general, putem obține rezultate mai bune prin codificarea densității în loc de transmitanța] unei imagini.

§ 5. Codificare interpolatilă

5.1. PRINCIPIUL DE BAZĂ

Mostrele alese judicios din imagine sunt omise în transmisie. La receptor. aceste probe lipsă sunt completate prin interpolare din probele transmise. Uneori sunt transmise valori corective și pentru probele interpolate. Într-o schemă bună, aceste valori corective ar trebui să aibă o distribuție de vârf, astfel încât să poată fi utilizată codificarea statistică eficientă

5.2. APROXIMAREA PIFCEWISE-LINEARĂ

Youngblood a fost printre primii care au investigat codificarea interpolativă (Youngblood [1958]). Metoda lui a fost o aproximare liniară pe bucăți. Pentru fiecare linie sean, considerați intensitatea z în funcție de poziția n\
zn=f(ri). (8)
El a aproximat/(/?) printr-o curbă liniară (eșantionată) pe bucăți g(n) astfel încât ld(»)-/(«)! ε (9)
unde ε a fost un prag preselectat. La capătul de transmisie au fost transmise doar locațiile și amplitudinile punctelor de îmbinare ale segmentelor de linie dreaptă. Din acestea, receptorul ar putea reconstrui g(n) prin interpolare liniară. Folosind această schemă, Youngblood a reușit să reconstruiască imagini de bună calitate la o rată medie de aproximativ 1 bit per probă pentru o imagine a feței unei fete și 3 biți per probă pentru o scenă de mulțime. Imaginile au conținut aproximativ 24 x 240 de mostre.

5.3. SEMNALE LOWPASS ȘI C ORREC Γ1V E

În această schemă datorată lui Cunningham [1958], o imagine a fost împărțită în blocuri pătrate mici, iar intensitatea medie a fiecărui bloc a fost transmisă pentru a reprezenta intensitatea eșantionului central al blocului. La receptor. interpolarea liniară a fost utilizată pentru a obține intensități intermediare. Semnale de corecție cuantificate grosier trebuiau trimise pentru fiecare probă pentru a face imaginea rezultată acceptabilă.
Cu această schemă, imagini de bună calitate ar putea fi obținute la o rată medie de aproximativ 0,9 biți per probă pentru o imagine a feței unei fete și 1,7 biți per probă pentru o scenă de mulțime. Acestea au fost aceleași imagini folosite de Youngblood.

5.4. DETECȚIA TDGE BIDIMENSIONALĂ

Huang [1960] a studiat o schemă în care punctele de margine erau transmise în plus față de eșantioanele grosiere obișnuite. Figura 11 prezintă o anatomie a acestei scheme. Un set de puncte de bază (de exemplu, una din șaisprezece eșantioane ca în Fig. 11 (a)) au fost transmise pentru toate cadrele de imagine. Aceste puncte au constituit în esență partea de joasă frecvență a imaginii. În plus, au fost trimise puncte de margine suplimentare (vezi Fig. 1 l(b)) pentru

fiecare cadru. Dacă un punct dat era un punct de margine sau nu, era determinat de o funcție de prag care depindea doar de punctele de bază. Prin urmare, dacă emițătorul și receptorul

Fig. 11. Imagini referitoare la schema bidimensională de detectare a marginilor a lui Huang, (a) Puncte de bază, (b) Puncte de margine, (c) Puncte trimise de la transmițător — (a) + (b), (d) Imagine reconstruită . Rata medie de biți = 0,85 biți/eșantion.

convenit în prealabil asupra pragului, pozițiile punctelor de margine nu trebuie trimise. La receptor spațiile libere au fost completate prin interpolare liniară. Pentru imaginea particulară prezentată în Fig. 11 (d), rata de biți este de aproximativ 0,85 biți per probă. Poza a fost aceeași folosită de Youngblood și Cunningham.

5.5. CONTOL'R INTERPOLARE

O modalitate simplă de reducere a ratei de biți cu un factor de 2 este de a transmite fiecare altă linie sean și la receptor să fili în amenzile sean lipsă prin interpolare. Cu toate acestea, utilizarea interpolării intensității (de exemplu, interpolarea liniară) va introduce o structură asemănătoare unei scări de-a lungul contururilor din imagine. Gabor și Hill [1961] au propus o modalitate de a face interpolarea contururilor care a rezultat în imagini de bună calitate.

§ 6. Codare predictivă

6 1 CODIFICARE PREDICTIVĂ (E LIAS [1955])

În codificare predictivă. se stabilește o ecuație de predicție:

"л = /(-l'"2,· ·--ni) (Ю)

Unde

z'n = intensitatea prezisă a probei următoare

și

z1} z2,..z„_j = intensificări ale eșantioanelor trecute (я — 1).

Fie z„ = intensitatea reală a probei următoare. Apoi imaginea poate fi descrisă prin valorile lui (zn — z'n) în loc de valorile lui zn. Dacă ecuația de predicție, eq. (10) este bine aleasă, atunci distribuția de probabilitate a lui (zn — z'n) se va concentra aproape de 0 și statistica eficientă! se poate folosi codificarea.

Codificarea predictivă liniară (adică/în ecuația (10) este liniară) a fost studiată de Har-rison [1952]. El a încercat în special atât predicția anterioară a valorii

< = (Il)

și predicția pantei

-Á = 2zH_t-z„_2. (12)

N-am constatat că reducerea redundanței realizată prin metoda din urmă a fost doar puțin mai mare decât cea prin prima.

6.2. PCM DIFERENȚIAL (DP(M)

Schema de cuantificare diferenţială a lui Cutler (Cutler [1952], Graham [1958], O'Neal [1966b]) este în esenţă predicţia valorii anterioare. In acest

schema, au fost transmise primele diferențe ale probelor adiacente. Aceste diferențe au fost cuantificate neuniform la un număr fix de biți. Nivelurile cuantice au devenit mai mari atunci când diferența a devenit mai mare. Nu a fost folosită nicio codificare statistică.

DPCM și variantele sale (Limb [1969], Limb and Mounts [1969], Brown [1970], Candy [1970]) reprezintă o clasă de tehnici de reducere a redundanței pur și simplu implementabile, care pot produce imagini de bună calitate la o rată de biți fixă de 2 la 3 biți per probă.

6.3. MODULARE DELTA

Modulația Delta poate fi considerată un caz special de DPCM în care doar 1 bit este utilizat pentru a transmite diferența dintre eșantioanele adiacente. Transmiterea vorbirii prin modulație delta (de Jager [1952]) a fost destul de reușită. Aplicarea modulației delta obișnuite la transmisia imaginii dă totuși imagini slab recepționate (O'Neal [1966a]), deoarece semnalele de imagine variază mult mai rapid decât semnalele de vorbire. O schemă modificată (Witt [1963]; Winkler [1965]; Remm, Cotton și Stroh-meyer [1966]), numită modulație d2 (delta-squared), oferă imagini mult mai clare decât modulația delta obișnuită.

Un sistem digital obișnuit de modulare delta este prezentat în Fig. 12. Q este un cuantificator cu două nivele a cărui ieșire este „1” când intrarea este pozitivă sau „0” când intrarea este negativă. G este un generator cu două niveluri care scoate A sau – A când intrarea este 1 sau, respectiv, 0. D este o întârziere de o unitate (timpul dintre probele succesive).

Fig. 12 Sistem de modulare Delta.

În sistemul de demodulare, generatorul cu două niveluri G este înlocuit cu un generator multinivel Gp Dacă în intrarea lui Gi avem un șir de n l după unul sau mai multe O, ieșirea lui Gj corespunzătoare șirului de l va fi αγ, a2, ■ · ·, an, unde a; sunt numere pozitive. În mod similar, dacă în intrare avem un șir de n O după unul sau mai multe l, ieșirea corespunzătoare

la șirul de O va fi -a2, . . -un. Pentru a crește timpul de creștere, se alege de obicei ax, a2,. ■ ., a„ să crească mai mult sau mai puţin exponenţial. Observați că G este un caz special al lui Gx cu a¡ = A. Deși modulația Δ2 va oferi imagini clare, poate introduce depășire și sunet. Pentru a evita depășirea excesivă, se poate folosi un fel de limitare; și prin ajustarea corectă a nivelurilor de ieșire ale lui Gr, se poate ajunge la un compromis între sunet și pierderea clarității muchiilor. Figurile 13(a) şi (b) prezintă o imagine modulată cu zl şi una modulată cu d2; numărul de puncte de eșantion este același în ambele imagini.

6.4. PREDIC BIDIMENSIONAL ΓΙΟΝ

Schemele de predicție descrise în secțiunile precedente au funcționat de-a lungul liniilor maritime. Harrison [1952] a discutat despre posibilitatea de a face predicții în două dimensiuni. Corradetti [1959] a încercat o astfel de schemă de predicție plană. El a luat în considerare 5 linii de scanare simultan și a prezis că punctele viitoare se vor afla pe planul determinat de 3 puncte anterioare alese corespunzător. Rezultatele nu au arătat nicio îmbunătățire față de schemele unidimensionale.

§ 7. Codarea lungimii de rulare

7.1. CODIFICAREA LUNGIMELOR DE RUNERE

Într-o imagine digitalizată, o „curătură” este prin definiție o secvență de mostre consecutive (de-a lungul unei linii maritime) de același nivel de intensitate. În codificarea lungimii de rulare

în loc de valorile eșantionului, se transmit lungimea și nivelul de intensitate al fiecărei curse. O reducere a ratei medii de biți este realizată prin utilizarea codării statistice. Un exemplu proeminent de codare a lungimii de rulare este munca lui Cherry și a studenților săi (Cherry și colab. [1963]), care au atins o rată medie de biți de aproximativ 3 biți pentru imagini de calitate TV.
O abordare alternativă (Spencer și Huang [1969]) în codificarea lungimii de rulare este codificarea planurilor de biți individuale ale imaginii digitalizate, în locul imaginii în ansamblu. Fie sij nivelul de intensitate al eșantionului din rândul z-lea și coloana-a a imaginii digitizate. Atunci al z-lea bit-plan al imaginii este, prin definiție, o matrice al cărei element zÿ este egal cu zz-lea bit (fie 0, fie 1) al cuvântului de cod binar pentru s¡j. Folosind codul Gray pentru intensități și utilizând o combinație de codificare convențională a lungimii de rulare și codare a diferenței de lungime a cursei linie la linie (în care au fost transmise în esență diferențele dintre lungimile de rulare corespunzătoare în amenzile succesive de mare), a fost posibil să se obțină o rată medie de biți de la 2 la 4 biți, în funcție de complexitatea imaginii. Imaginile digitizate originale (înainte de codificarea lungimii de rulare) au conținut 256 x 256 mostre cu 6 biți per probă. S-a folosit doar codificarea statistică, astfel încât reconstrucția să fie exactă (presupunând că nu există perturbări ale canalului).
7.2. CODIFICAREA ZONEI
O extindere directă a codificării lungimii de rulare la două dimensiuni este transmiterea zonelor dintr-o imagine digitalizată (Mott-Smith și Baer [1970]). O zonă este prin definiție un grup conectat de mostre de imagine care au același nivel de intensitate. Pentru a transmite o zonă, putem transmite punctele de limită ale acesteia. Urmând granița, trebuie să folosim doar 3 biți per punct de limită, deoarece într-o imagine eșantionată fiecare punct are doar 8 vecini.
O imagine a unei fete care stă în fața unei case a fost eșantionată cu 256 x 256 de puncte și cuantificată la 4 biți sau 16 niveluri de intensitate. Prin măsurare computerizată, s-a constatat că numărul de zone este de 2240, iar numărul de puncte de limită ale zonelor este de 41 359. Un calcul simplu (Schreiber, Huang și Tretiak [1968]) arată că rata medie de biți pentru fotografia. folosind codificarea zonei, este de aproximativ 2,5 biți per probă, ceea ce este destul de dezamăgitor când îl comparăm cu cei 4 biți inițiali per probă. Dacă ar trebui să folosim o imagine originală de 6 biți, numărul de puncte de limită pentru zone ar crește foarte mult și nu ar putea fi de așteptat nicio reducere a redundanței prin utilizarea codificării zonei.

§ 8. Reducerea zgomotului de cuantizare
8.1. ZGOMOT DE CUANTIZAREA ALEATORII
Ochiul uman este mult mai inacceptabil la zgomotul cu structuri puternice, cum ar fi zgomotul de cuantizare, decât la zgomotul aleatoriu. Prin urmare, un număr mai mic de niveluri de cuantizare poate fi tolerat, dacă pot fi găsite mijloace pentru a transforma zgomotul de cuantizare în zgomot aleatoriu. Un exemplu este schema lui Roberts [1962]. Nu adaugă zgomot pseudoaleator la o imagine înainte de cuantizare, iar mai târziu la receptor a scăzut același zgomot din

imaginea cuantificată. Se poate arăta că prin această manevră zgomotul de cuantizare
Fig. 14. Rezultate din schema lui Roberts, (a) 1 bit per probă. (b) 2 biți per probă. (c) 3 biți per probă. (d) 4 biți per probă.

este transformat în zgomot aleator cu aceeași valoare rms. Această schemă oferă imagini de bună calitate cu doar 4 biți per probă. Vezi fig. 14.

8.2 REDUCEREA ZGOMOTULUI DE CUANTIZARE PRIN FILTER1NG

Zgomotul de cuantizare poate fi redus prin introducerea unui pre- și un post-filtru în jurul cuantizatorului. Aproximând cuantificatorul printr-o sursă aditivă de zgomot, Graham [1962] a calculat optimul (în sensul cel mai mic pătrat) bidimensional pre- și post-filtre. Acestea au fost ulterior simulate pe un computer digital (Post [1966]). S-a constatat că, prin utilizarea acestor filtre, se poate obține o imagine în esență lipsită de contururi artificiale cu doar 8 niveluri de luminozitate sau 3 biți per probă. Calitatea imaginii reconstruite, însă, nu a fost bună.

Deoarece schema lui Roberts transformă zgomotul de cuantizare în zgomot aleatoriu, abordarea de filtrare a zgomotului poate fi aplicată chiar mai bine decât zgomotului de cuantizare original. Acest lucru a fost încercat de Wacks [1970]. Filtrele utilizate au avut răspunsurile în frecvență prezentate în Fig. 15. Unele rezultate sunt prezentate în Fig. 16. Rețineți că imaginea pe 3 biți este de foarte bună calitate.

Fig. 15. Răspunsurile în frecvență ale prefiltrului simetric circular Hι(ω) și post-filtrului H2(ω).

8.3. CUANTIZAREA BLOC

Reducerea ratei de biți prin transformarea liniară și cuantizarea blocurilor au fost sugerate și analizate de Kramer și Mathews [1956] și Huang și Schultheiss [1963]. Schema de bază este următoarea. Un bloc de N eșantioane de date x¡ sunt transformate liniar în y; printr-o matrice N x N A. Y¡ sunt cuantificate si transmise. La receptor,
y¡ cuantificate sunt transformate de o altă matrice N x N B în z¡. Pentru o rată de biți dată, matricele

Fig. 16. Rezultate din schema lui Roberts cu pre- și post-filtre. (a) 1 bit per probă.
(b) 2 biți per probă. (c) 3 biți per probă. (d) 4 biți per probă.

A și B sunt aleși pentru a minimiza eroarea pătratică medie între z¿ și x¡. Rezultă că matricea optimă A este formată din vectorii proprii ai matricei de corelație a probelor x;, iar matricea optimă B este inversul lui A. Se pare, totuși, că un tip mult mai simplu de matrice, așa-numita Matricele Hadamard funcționează aproape la fel de bine ca optimul (Rader și Crow-ther [1966], Habibi și Wintz [1970]). O matrice Hadamard conține doar + 1 și — 1 ca elemente și este ortogonală. Inversul unei matrice Hadamard este ea însăși înmulțit cu un scalar. Algoritmi de calculator rapid sunt disponibili pentru multiplicare prin matrice Hadamard (Pratt et al. [1969]).

Fig. 17. Cuantificarea blocului Hadamard (dimensiunea blocului = 8:8). Numărul mediu de biți per probă: (a) 1; (b) 2; (c) 3.

Aplicarea matricelor Hadamard pentru blocarea imaginilor cuantificate a fost studiată de Huang și Woods (Huang și Woods [1969], Woods și Huang [1970]). Să presupunem, pentru simplitate, că imaginea eșantionată este împărțită în blocuri de 2x2. Caliți intensitățile celor 4 probe dintr-un bloc Xj, x2, Xi și x4. Aceste intensități sunt transformate în y,· printr-o matrice Hadamard 4 x 4:

'>'i '   "111 Г   '-Vi'
у2   1-1 1-1   *2
          în 1 -1 -1
-JL-   _1 -1 -1 1   _Л-4_
(13)

Fig. 18. Cuantificarea blocului Hadamard (dimensiunea blocului = 16 16). Numărul mediu de biți per probă: (a) 1; (b) 2; (c) 3.

Deoarece într-o imagine tipică eșantioanele învecinate tind să aibă intensități egale, r; (z ψ 1) tind să fie foarte mic. Prin urmare, în cuantizarea Şy¡, folosim mai mulți biți pentru j't și mai puțini biți pentru y2, v3 și j'4, în speranța că vom ajunge cu un număr mediu mic de biți per probă și totuși obținem o re- calitate bună. imagine construită.

Această schemă a fost aplicată mai multor imagini și s-au încercat diferite dimensiuni de bloc. S-a constatat că, pentru o rată de biți medie dată, utilizarea unei dimensiuni mari de bloc a avut tendința de a face degradarea în imaginea reconstruită să apară ca zgomot aleatoriu, în timp ce utilizarea unei dimensiuni mici de bloc a făcut ca degradarea să apară sub formă de discontinuități la limitele blocului. Unele rezultate (folosind blocuri pătrate) sunt prezentate în Fig. 17 și 18 (toate imaginile conțin 256x256

Fig. 19. Cuantificare bloc Hadamard (dimensiunea blocului = 1 X256). Numărul mediu de biți per probă: (a) 1; (b) 2; (c) 3.

mostre). Rețineți că, cu 3 biți per eșantion, calitatea imaginii devine la fel de bună ca cea a originalului pe 6 biți.

În implementarea schemelor de codificare a imaginilor în timp real, este mai ușor să lucrați de-a lungul unei linii sean, mai degrabă decât în două dimensiuni. Prin urmare, schema de cuantificare a blocurilor Hadamard a fost încercată și cu blocuri unidimensionale. Unele rezultate sunt prezentate în Fig. 19 (toate imaginile conţin mostre de 256x256). Rețineți că imaginea pe 3 biți este la fel de bună ca imaginea pe 3 biți folosind blocuri 16x16, dar imaginile pe 2 biți și 1 biți au o calitate inferioară în comparație cu imaginile corespunzătoare care utilizează blocuri 16 x 16.

§ 9. Codare în mod dublu

9.1 PRINCIPIUL DE BAZĂ

În această secțiune vom descrie un grup de scheme de reducere a redundanței care profită de faptul că răspunsul ochiului uman la zonele

cu detalii înalte (în special, contururile) dintr-o imagine este diferit de răspunsul său la zonele cu detalii reduse.

9.2. CANTITATI GROSSETĂ-FINE? \ ΓΙΟΝ

Ochiul uman poate tolera mult zgomot de cuantizare în zonele cu detalii ridicate dintr-o imagine, dar relativ puțin în zonele cu detalii scăzute. Prin urmare, se pot folosi numere diferite de niveluri de cuantizare pentru cele două tipuri de zone. Pe baza acestui fapt, Kretzmer a conceput o tehnică de „divizare a benzilor” (Kretzmer [1956]). El a separat imaginea originală în părțile de joasă frecvență și de înaltă frecvență. Partea de frecvență joasă a fost eșantionată la o rată scăzută și cuantificată fin, în timp ce partea de frecvență înaltă a fost eșantionată la o rată mare, dar cuantificată grosier. La capătul de recepție cele două părți au fost combinate pentru a obține imaginea rezultată. O variație a acestei scheme a fost raportată de K1TSOPOULOS și Kretzmer [1961]. Cititorul este de asemenea referit la schema grosier-fină a lui Bisignani et al. (Bisignani și colab. [1966], Richards și Bisignani [1967]). Toate aceste scheme au oferit imagini de bună calitate la o rată de biți medie de aproximativ 3 biți per probă pentru imagini cu rezoluție scăzută (100 x 100 până la 200 <200 mostre pe cadru).

9.3. MARI SINTETICE

Sistemul de înalte sintetice al lui Schreiber (Schreiber et al. [1959]) a profitat de faptul că ochiul uman tinde să sublinieze marginile (schimbări bruște ale luminozității) într-o imagine, dar este relativ insensibil la cantitatea de modificări ale luminozității peste margini; pe de altă parte, în zonele în care luminozitatea se modifică lent, zgomotul de cuantizare este ușor de observat. Prin urmare, marginile și partea care variază lent a unei imagini au fost tratate diferit. Semnalul video, derivat dintr-o imagine prin scanare, este trecut printr-un filtru trece-jos cu răspuns în frecvență L(ja>). Dacă lățimea de bandă a filtrului trece-jos este aceea a semnalului video original .v(a), atunci ieșirea a(x) trebuie eșantionată numai γθ la fel de des ca v(.v); fiecare probă de a(x) stili trebuie să aibă 6 biți pentru a evita zgomotul de cuantizare. Semnalul video s(x) este, de asemenea, trecut printr-un diferențiator, deoarece dy/dx este mare la margini, acest semnal conține în principal informații de margine. Dacă atât a(x) cât și ds/dx sunt transmise exact (și dacă canalul este fără zgomot), atunci putem sintetiza frecvența înaltă.

parte din .v(x) prin trecerea ds/dx printr-un „generator de înalte sintetice” cu un răspuns în frecvență

H(>) = £-4>). {14)

Ieșirea lui va fi

$$b(x) = s(x) - a(x) \quad (15)$$

iar suma a(x) și b(x) este exact s(x), imaginea originală. În sistemul lui Schrei-ber, semnalul de margine, ds/dx, a fost cuantificat la opt niveluri (3 biți); primul nivel a fost ales suficient de sus, astfel încât doar câteva puncte de zgomot au fost greșite ca fiind margini, dar a fost suficient de scăzut încât să nu fie ratată niciun punct semnificativ de margine. Informațiile de margine au fost trimise prin codificarea lungimii de rulare (în esență, au fost transmise mărimea și poziția fiecărui punct de margine). O rată de biți medie de aproximativ 1,5 biți per probă a dat imagini de bună calitate TV.

9.4. CODIFICAREA CONTURURILOR

Pentru a obține mai multă reducere, un pas evident ar fi extinderea sistemului lui Schreiber la două dimensiuni. Acest lucru a fost încercat într-o manieră ad-hoc de către Pan [1962]. Mai târziu, Schreiber a sugerat o matematică directă! extinderea sistemului său de înalte sintetice la două dimensiuni (Schreiber [1963]). Diferențiatorul este înlocuit cu un operator de gradient și sunt necesare o pereche de filtre bidimensionale, H și H2, pentru a sintetiza partea de înaltă frecvență. Se poate demonstra cu ușurință că, dacă partea de joasă frecvență a(x, y) și componentele de gradient ôsjôy și dsjdx sunt trimise exact (și dacă canalul este fără zgomot), atunci se poate sintetiza partea de înaltă frecvență, adică ., s(x, r) — a(x, r), exact, folosind H^jiyjv) și H2(ju,jv\ unde и și υ sunt frecvențe spațiale, iar imaginea originală va fi reprodusă exact. Graham a lucrat la problema modului de aproximare a gradientului astfel încât să putem obține o cantitate mare de reducere și, de asemenea, să obținem imagini bune primite (Graham [1967]) El a considerat ca puncte de margine toate punctele ale căror gradienți aveau magnitudini mai mari decât un anumit prag. Gradienții acestor puncte de margine au fost apoi transmise prin trasarea conturului. Fig. 20 ilustrează această schemă. Rețineți că o cantitate enormă de reducere a redundanței a fost posibilă folosind această schemă. Cu toate acestea, imaginea reconstruită a suferit o pierdere de texturi. Acest lucru se datorează faptului că texturile sunt adesea semnale de înaltă frecvență și amplitudine mică. Ele nu sunt, pe de o parte, incluse în partea de joasă frecvență a imaginii și, pe de altă parte, nu sunt suficient de mari pentru a depăși pragul de gradient.

Fig. 20. Schema de codare a conturului lui Schreiber și Graham, (a) Original (256x256 mostre, 6 biți/probă). (b) Partea de joasă frecvență a imaginii. (c) Gradienți, (d) Înalte sintetice. (e) Reconstrucție (0,3 biți/probă).

§ 10. Transformationai Coding

10.1 PRELIMINARI

În § 8.3 am descris o schemă de cuantificare a blocurilor de imagini folosind transformările Hadamard. Se pare că putem obține rezultate bune și folosind transformările Fourier în loc de Hadamard. În plus, putem codifica variabilele transformate în multe moduri diferite, în afară de împărțirea lor în grupuri și de a folosi un număr fix de niveluri de cuantizare pentru fiecare grup. Pe scurt, există o varietate de scheme de codare de transformare. În această secțiune, vom descrie o astfel de schemă. Pentru a obține o perspectivă suplimentară, vom aborda această schemă dintr-un punct de vedere diferit de cel al cuantizării bloc.

10.2. COMPRESIUNEA LĂȚIMII DE BANDA PRIN PASARE JOSĂ IMAGI

O modalitate directă de reducere a lățimii de bandă a unei imagini este trecerea ei printr-un filtru bidimensional trece jos (spațial). Fie transformata Fourier a imaginii originale FiJu.jv) unde и și v sunt frecvențe spațiale. Imaginea cu trecere joasă are transformata Fourier

G(/», jr) =
F(ju, jv), dacă V u2 + i/
0 , altfel

(16)
< R
unde R este o constantă. Imaginea cu trecere joasă are nevoie de mai puține mostre și de mai puțini biți pentru a fi transmisă.
Dezavantajul acestei abordări simplă este, desigur, că imaginea cu trecere jos va apărea neclară. În special, partea de frecvență înaltă a structurilor de linii din spectrul Fourier (datorită marginilor ascuțite din imaginea originală) este tăiată de filtrul trece-jos; prin urmare, marginile imaginii sunt neclare.

10.3. PRAGAREA TRANSFORMEI FOURIER

Putem face mai bine, dacă în loc să aruncăm fără discernământ toate componentele de frecvență mai mari decât /?, ne uităm la toate componentele de frecvență și le transmitem numai pe cele ale căror magnitudini sunt mai mari decât un prag prestabilit. Rețineți că atât amplitudinea complexă, cât și locația fiecărei componente de frecvență deasupra pragului trebuie transmise.
Această schemă, totuși, are încă dezavantajul că detaliile de înaltă frecvență care există doar în zone mici vor fi neclare, deoarece puterea acestor componente de frecvență poate să nu fie suficient de mare pentru a trece pragul.

10.4. PIECEWISE FOURIER TRANSFORM CODINO

Pentru a evita dezavantajul schemei de prag al transformării Fourier, Anderson și Huang [1969] au propus ca imaginea să fie împărțită în blocuri mici și codarea pragului aplicată fiecărui bloc individual. În acest fel, nu numai că putem salva detalii de suprafață mică, dar putem și adapta pragul; adică, variind de la un bloc la altul, în funcție de conținutul blocurilor.
O imagine digitalizată și mărimea transformării sale Fourier sunt prezentate în Fig. 21(a) și respectiv (b). Fig. 21(d) arată mărimea transformării Fourier a unei subsecțiuni a aceleiași imagini (vezi Fig. 21(c)). Observați că marginea din subsecțiune (limita dintre capul cameramanului
.'-"t

Fig. 21. (a) Imagine digitizată (256. 256 mostre, 6 biți per eșantion). (b) Logaritmul mărimii transformării Fourier a lui (a), (c) Imagine digitizată cu subsecțiunea (16x16 eșantioane) indicată. (d) Logaritmul mărimii transformării Fourier a subsecțiunii, așa cum este indicat la (c).

iar cerul) a dat naștere unei linii puternice de 45° în transformata Fourier Fig. 21(d). care nu este observabilă în transformarea (Fig. 21 (b)) a întregii imagini. Prin urmare. pragând transformarea subsecțiunii va păstra claritatea marginii în cauză mult mai bine decât pragând transformarea întregii imagini.
Schema de transformare Fourier pe bucăți a fost studiată pe larg de Anderson și Huang, care au încercat diferite dimensiuni ale subsecțiunilor și metode de prag. Sa constatat că o modalitate bună de stabilire a pragului a fost de a -l face proporțional cu variația valorilor intensității probelor din fiecare subsecțiune. În Fig. 22(a), arătăm o imagine reconstruită din aceasta

Fig. 22. (a) Imagine rezultată din codificarea cu transformată Fourier pe bucăți, dimensiunea subsecțiunii 16
16 mostre. Rată medie de biți –- 1 bit per probă. (b) Imaginea trecută la o rată de biți echivalentă de 1 bit per probă.
schema, cu o rată de biți medie de aproximativ 1 bit per probă. Componentele Fourier de deasupra pragurilor au fost cuantificate la 16 biți (8 biți pentru magnitudine și 8 biți pentru fază), iar locațiile lor au fost transmise utilizând codificarea lungimii de rulare. Pentru comparație, Fig. 22(b) arată o imagine direct cu trecere joasă, cu aceeași rată de biți (1 bit per probă), iar Fig. 23 prezintă o imagine rezultată din pragul transformării Fourier a întregii imagini originale (bitul mediu). rata este, de asemenea, de 1 bit per probă).
Din nou, din motive practice, putem dori să codificăm de-a lungul liniilor sean în loc de două dimensiuni. Fig. 24 prezintă o imagine reconstruită din codificarea cu transformată Fourier pe bucăți folosind fiecare linie sean (256 x 1 eșantioane) ca subsecțiune. Rata medie de biți este de aproximativ 2 biți per probă.

Fig. 23. Imagine rezultată din pragul transformării Fourier a întregii imagini.
Rata medie de biți = 1 bit per probă.
Fig. 24. Imagine rezultată din codificarea pe bucăți cu transformată Fourier, dimensiunea subsecțiunii 256.· 1 eșantioane Rata medie de biți = 2 biți per eșantion.

§ 11. Codarea imaginilor în mișcare

11.1. PRELIMINARI

Schemele de codare intracadru discutate în §§ 5-10 pot fi, desigur, utilizate în codificarea filmelor. Cu toate acestea, în filmele, există o nouă formă de constrângeri statistice, și anume, constrângerile dintre cadrele succesive. De asemenea, proprietățile percepției vizuale umane asupra mișcării ar trebui valorificate. Unele dintre schemele care vor fi discutate mai jos promit reconstrucții de bună calitate la aproximativ 1 bit per probă.

11.2. CODARE INTERPOLATIVĂ

Redundanța între cadre a filmelor este uriașă. Prin urmare, ar putea fi posibil să se omite cadre alternative (sau mai multe) în transmisie și să sintetizeze aceste cadre lipsă la receptor din cadrele transmise. Interpolarea liniară generează imagini cu mișcare sacadată (Cunningham [1963 și 1970]). Cu toate acestea, schema de interpolare a conturului lui Gabor și HfiL [1.961] a dat rezultate excelente.

11.3. CODARE DE CORRECȚIE CADRE

Măsurătorile statistice ample (Seyler [1965]) au arătat că doar aproximativ 10% dintre eșantioanele dintr-o imagine TV își schimbă mai mult de 8% în luminozitate de la cadru la cadru. O reducere a lățimii de bandă poate fi realizată prin actualizarea numai a mostrelor care își schimbă luminozitatea pentru mai mult de un anumit prag. Această schemă a fost încercată de Cunningham [1963 și 1970] și Mounts [1969] și pare a fi cea mai promițătoare schemă de codare a filmelor de până acum.

11.4. SCANARE PSEUDORANDOMĂ

În unele cazuri, rata de cadre nu este dictată de redarea mișcării, ci mai degrabă de pâlpâirea. Deutsch [1962] a folosit scanarea lentă a punctelor pseudoaleatoare combinată cu un fosfor de lungă persistență în scanerul receptorului pentru a reduce rata de cadre fără a introduce pâlpâirea.

11.5. VARIAREA REZOLUȚIEI SPATIALE

Bazându-se pe presupunerea că cadrele succesive sunt mult asemănătoare, schemele discutate mai sus vor întâmpina dificultăți în timpul unei schimbări de scenă. Diferite metode de reducere a lățimii de bandă trebuie utilizate în timpul schimbărilor de scenă. Testele subiective efectuate de Seyler și Budrikis [1965] au indicat că în timpul primelor câteva sute de milisecunde ale unei noi scene, ochiul uman poate tolera multă estompare a cadrelor. Prin urmare, aceste cadre pot fi similare

pied foarte grosier. O idee originală a fost sugerată recent de Beddoes și Meier [1970]. Ei au stabilit o relație între frecvența critică de pâlpâire și frecvența spațială a imaginii (frecvența critică de pâlpâire devine mai mică atunci când frecvența spațială devine mai mare) și au sugerat ca această relație să fie exploatată în codificarea imaginilor în mișcare prin prezentarea imaginilor de înaltă calitate în interfețe. cu onc-uri de calitate scăzută.

§ 12. Codarea imaginilor color

12.1. PRELEVARE SI ANTIZARE QL COI SAU IMAGINI

Un studiu amplu privind digitizarea eficientă a imaginilor color a fost întreprins de Gronemann [1964]. El a descoperit că, pentru a obține o reconstrucție de bună calitate, ar trebui folosiți cel puțin 5 biți pentru luminanță și fiecare dintre cele două componente de crominanță ale unei probe. Cu toate acestea, crominanța poate fi eșantionată foarte grosier și, ca rezultat, este nevoie de doar aproximativ jumătate de bit per probă mai mult pentru a transmite o imagine color (calitate TV) decât pentru a transmite o imagine monocromatică de calitate comparabilă.

12 2. DPCM ȘI DELTA-MODULAȚIE

Bhushan [1970] a efectuat o serie de experimente în codificarea în timp real a liniilor TV color. DPCM și delta-modulation au fost aplicate celor trei componente de culoare (verde, roșu și albastru) derivate din semnalul video. Sa constatat că la o rată fixă de biți de 6 megabiți pe secundă, imaginile reconstruite din modularea delta au fost preferate celor din DPCM pe 2 și 3 biți. Motivul a fost că la o rată de biți fixă, modularea delta a avut mai multe mostre decât DPCM; prin urmare, imaginile modulate în delta au apărut mai clare (deși mai zgomotoase) decât imaginile din DPCM și au fost preferate subiectiv.

Bhushan a încercat, de asemenea, să codifice o singură componentă de culoare la un moment dat și a constatat că ochiul era cel mai sensibil la degradări în componenta verde și cel mai puțin sensibil la degradări în componenta bine.

12.3. E RAM CODARE E-TO-E RAME A TV COLOR NTSC

Schaphorst și colegii săi de la Philco-Ford (Schaphorst [1970]) au proiectat un sistem de codare experimental pentru a transmite digital semnale TV color NTSC prin circuitele video cu purtător comun AT & T. Procesul de codificare se realizează în două etape. Mai întâi, semnalul de culoare NTSC este preprocesat prin decodarea video-ului de intrare în semnalul de luminanță F și un semnal de crominanță. Semnalul de

crominanță alternează între I și Q pe linie cu linie într-un mod similar cu cel francez

Sistemul SECAM. În a doua etapă de codare, cele două semnale video sunt convertite în formă digitală printr-un proces de codare cadru-la-cadru și multiplexate pentru transmisie la o rată de 16 x IO6 biți/sec. La terminalul de recepție, o decodare cadru-la-cadru convertește semnalul digital recepționat înapoi la o luminanță și un semnal de crominanță care, la rândul lor, sunt reconvertite la semnal NTSC de către o unitate post-procesor.
Evaluarea subiectivă a imaginii de ieșire evidențiază distorsiuni minore în scenele foarte animate. Cu toate acestea, performanța sistemului este considerată satisfăcătoare pentru multe aplicații.

§ 13. Unele consideraţii practice

13.1. CALITATEA IMAGINII ȘI RATEA DE BIT

În §§ 5-12, am descris în detaliu o varietate de scheme de reducere a redundanței. Vom discuta acum foarte pe scurt câteva dintre considerentele practice în evaluarea performanței schemelor de reducere a redundanței.
Cele mai importante două lucruri pe care le caută într-o schemă de reducere a redundanței sunt, desigur, calitatea imaginii reconstruite și rata medie de biți. Totuși, așa cum am subliniat mai devreme și să subliniem din nou acum, că reducerea redundanței este doar o parte a sistemului general de transmisie a imaginii. În proiectarea unui sistem de transmisie a imaginii, trebuie să luăm în considerare toate blocurile din diagrama de sistem din Fig. 2 și să reflectăm la interacțiunile lor pentru a ajunge la un compromis bun. Prin urmare, în loc să cerem rata medie de biți a unei scheme de reducere a redundanței la o anumită rezoluție a imaginii (rata de eșantionare), ar trebui să investigăm cum se modifică rata de biți odată cu o modificare a rezoluției. În timp ce rata de biți a unui sistem PCM direct crește odată cu pătratul rezoluției liniare a imaginii, cea a unei scheme bune de reducere a redundanței ar trebui să crească mult mai lent (Schreiber, Huang și Tretiak [1968]). Și nu ar trebui doar să judecăm calitatea imaginii reconstruite presupunând un canal fără zgomot, ci și să cerem să vedem imaginea reconstruită atunci când canalul este zgomotos. În general, cu cât o schemă de reducere a redundanței este mai eficientă, cu atât este mai vulnerabilă la canalizarea zgomotului.

13.2. ECONOMIE

Până acum, în discuția noastră, am neglijat complet problema economiei, care poate fi foarte bine factorul primordial în majoritatea proiectelor practice de sistem. Prin urmare, este imperativ să se estimeze complexitatea echipamentelor schemelor de reducere a redundanței. Cele mai multe dintre schemele discutate în lucrarea noastră au fost simulate doar pe computere digitale. Implementul în timp real-

menționarea acestora va fi foarte complexă și costisitoare. În special, schemele care codifică zone bidimensionale, cum ar fi codarea conturului și codificarea transformării, necesită o stocare mare la transmițător și receptor. Schemele care folosesc codificarea statistică au nevoie și de stocare tampon. Cu toate acestea, odată cu progresul

rapid în computerele digitale și integrarea pe scară largă, implementarea acestor scheme complexe poate deveni fezabilă din punct de vedere economic într-un viitor nu prea îndepărtat.

§ 14. Comentarii privind calitatea imaginii

14.1. EROARE PĂTRAT MEDIU GRITERIA

Deoarece calitatea imaginii este unul dintre cei mai importanți factori în evaluarea performanței sistemelor de transmisie a imaginii, este extrem de dorit să aveți o matematică! expresie pentru distorsiunea imaginii. Fără o asemenea măsură de distorsiune, comparațiile de performanță ale sistemului pot fi făcute numai prin teste subiective plictisitoare.

Singurele măsuri de distorsiune care au fost serios luate în considerare în evaluarea sistemelor de transmisie a imaginilor sunt eroarea pătrată medie și variantele acesteia, cum ar fi eroarea pătrată medie ponderată. Aceste măsuri au avantajul distinct că sunt manevrabile matematic. De asemenea, par să fie de acord rezonabil de bine cu evaluarea subiectivă în multe cazuri (Huang [1970]).

Fie /'(x, y) imaginea de intrare și g(x, y) imaginea de ieșire, unde (x, r) sunt coordonatele spațiale și f și g sunt luminozitatea. Definim eroarea ca

e(л-. j) =./(V. y)-(7(.v. r) (17)

și notăm transformata sa Fourier ca E(u, v) unde (u, v) sunt frecvențe spațiale. Atunci eroarea pătratică medie este

J dx dy ε2(χ, y) = JJ du dv\E(u, v)|2 (18)

și eroarea pătrată medie ponderată

J dudr » (//, i)|£(u, r)|2 (19)

unde fF(z/, v) se numește funcție de ponderare. Funcția de ponderare reflectă sensibilitatea ochiului la diferite componente de frecvență spațială din imagine,

Criteriile de eroare pătrată medie au cel puțin două defecte. În primul rând, sub-

i, § 15]

CONCLUZII FINALE

41

calitatea jective a unei imagini degradate g(x, y) depinde nu numai de eroarea ε(.ν, y) ci și de imaginea originală /(x, y). În al doilea rând, unele sisteme de transmisie a imaginii degradează imaginile din punct de vedere geometric - de exemplu, cuantizarea blocului folosind transformarea Hadamard (§ 8.3) uneori produce imagini care conțin „scări” de-a lungul marginilor (contururilor). Criteriile de eroare pătrată medie nu par adecvate pentru geometrica! distorsiuni. Un criteriu mai satisfăcător ar trebui să se bazeze pe un fel de eroare de margine.

14.2 O MĂSURĂ PROPUSĂ DE DEFORMARE

Propunem măsura distorsiunii

D(f,g) = AD.(J,g)+BDt(f,g)

(20)

unde A și B sunt constante pozitive, Da este o eroare pătrată medie ponderată modificată pentru a avea grijă de dependența de imaginea originală, iar Db este o măsură a erorii de margine. O posibilă alegere pentru Д, este

D.(f, Я) =

dwdt'|£,(ii, ÎjpW'il·'. r)lf\(//, r)

(21)

unde reflectă sensibilitatea ochiului, iar W2 reflectă dependența de imaginea originală (și este o funcție de/'). Trebuie făcută multă experiență pentru a determina formele potrivite de Db și W2.

§ 15. Observații finale

Privind spre viitor, ne așteptăm ca studiile experimentale privind codurile cadru-la-cadru și culorile să joace un rol tot mai mare. Pe latura teoretică. suntem mai degrabă pesimiști în ceea ce privește observarea oricărei descoperiri semnificative, deși se pot aștepta unele progrese prin dezvoltarea de modele psihovizuale rafinate și în sistemele de codare adaptive.

Deoarece imaginile sunt percepute în termeni de obiecte pe care le reprezintă, și nu ca procese aleatoare multidimensionale (Kolers [1970]), o teorie utilă a codificării imaginilor poate fi realizată probabil doar prin progresul în recunoașterea modelelor. În cadrul recunoașterii modelelor, se poate în cele din urmă să fie capabil să aplice modelul lui Shannon într-un mod semnificativ.

Confirmare

Această lucrare a fost susținută în principal de NIGMS Grants 5 POI GM 14940-04 și GM 15006-03.

Referințe

Anderson, GB și TS Huang, 1969, Picture Bandwidth Compression prin Piecewise Fourier transformation, Proc. Purdue Centennial Symp. on Information Processing, Purdue University, Lafayette, Indiana.
Anonim, 1970, Ail-Digital Equalizer oferă modemului 14 Rate de 400 bps peste linia C-2, Communications Designer's Digest, pp. 35-36.
Beddoes, MP și O. Meier, 1970, IEEE Trans, pe Inf Theo. IT-16, p. 214-218.
Bennett, WB. și JR Daves, 1965. Transmisia datelor (McGraw-Hill).
Bhushan, AK, 1970, Transmission and Coding of Color Pictures, în: Picture Bandwidth Compression, eds T S. Huang și OJ Tretiak (Gordon și Breach).
Bisignani, WT, GP Richards și JW Whelan, 1966, IE EE Proc. 54, p. 376-390.
Brown, EF, 1970, Expanded DPCM Coding Techniques for Télévision, în: Picture Bandwidth Compression, eds. TS Huang și OJ Tretiak (Gordon și Breach).
Candy, JC, 1970 Refinement of a Delta Modulator, în: Picture Bandwidth Compressimi, eds. TS Huang și O. I Tretiak (Gordon și Breach).
Cherry, C., M. H Isibba, D1. Pi xrson ind M. P Barton, 1963, If 1 1 Proc. 51, p. 1507-1517.
Corraditи, M. 1959 \ Method of Planar Prediction for Coding Pictures, MI.T. Laboratorul de Cercetare în Electronică, Raport trimestrial de progres nr. 55, p. 110-114.
Cunningham, JE, 1958, Recording Pictures by Generation of Lowpass and Correction Signais, MLT Research Laboratory of Electronics, Quarterly Progress Report, pp. 136-137.
Cunningham, JE, 1963, Image Correction-Transmission £ xperiments, MlT Research Laboratory of Electronics, Quarterly Progress Report nr. 70, p. 244.
Cunningham, L E., 1970, Frame-Correction Coding, în: Picture Bandwidth Compression eds. T S. Huang și O J. Tretiak (Gordon și Breach).
Cutler ((, 1952, Brevet nr. 2, 605, 361, 29 iulie (aplicat la 29 iunie 1950).

Cc tler, CC (ed.), 1967, IEEE Proc., număr special despre Redundancy Reduction.
de Jager, F., 1952, Delta Modulation: A Method of PCM Transmission Using the 1-unit C ode, Philips Res. Rept., voi. 7, p. 442-466.
Deutsch, S., 1962, Electronics 35, p. 49-51.
Elias, P., 1955, IRE Trans, pe Inf. Thec. IT-1, p. 16-33.
Gxbor, D. și PCJ Hill, 1961, Télévision Band Compression by Contour Interpolation, Proc IE E (britanic). Partea B.
Graham, DN, 1962 Filtrarea optimă pentru reducerea zgomotului de cuantizare, teză MS, Departamentul de Inginerie Electrică, MLT
Grah\m. DN. 1967. Proc. Il IE 55, p. 336-346.
Graham, RE, 1958, Predictive Quantizing of Télévision Signais, IRE Wescon Conv. Ree., Partea 4. pp. 147-157.
Gronemann, UF, 1964, Coding Color Pictures, MlT Research Laboratory of Electronics, Raport tehnic nr. 422.
Habibi, A. și PA Wintz, 1970, Linear Transformation for Encoding 2-Dimensional Sources, Raport tehnic TR TE 70-2, School oi Ingineering, Purdue l niversity.
EIarrison, C W., 1952, Experimente cu predicția liniară în Televisión, BSTJ.
Huang, TS, 1960, A Method of Picture Coding, MLT Research Laboratory of Electronics, Raport trimestrial de progres nr. 57, p. 109.
Huang, TS, 1970, Comentarii privind măsurile de distorsiune a imaginii, GT&E. Laboratoare, Centrul de Cercetare Waltham, Memorandumul Tehnic nr. 70-428,2.
Huang l S. și OJ Iriiiak. 1965, Research in Picture Processing, în: Optical and 1 lectro-Optical Information, eds. J. Tippett şi colab. (MlT Press) Cap. 3.
Huang. TS și OJ Tretiak (eds.), 1970, Picture Bandwidth Compression (Gordon și Breach).

Huang, TS, OJ Tretiak, B. Prasada și Y. Yamaguchi, 1967, IEEE Proc. 55, p. 331-335.
Huang, TS și JW Woods, 1969, Picture Bandwidth Compression by Block Quantization, Intern. Symp. of Information Theory, Ellenville, New York. (Rezumate în IEEE Trans, pe Inf. Theo. 11-16 (1970) nr. 1.)
Huang, JY și PM Schultheiss, 1963, IEEE Trans, on Comm. Syst. CS-11, p. 289-296.
Huffman, DA. 1952, Proc. IRE 40, p. 1098-1101.
Ki rsopouLOS, S. C și ER Kretzmer, 1961, IRE Proc. 49, p. 1076-1077.
Kolers, P., 1970, Reading Pictures: Some Cognitive Aspects of Visual Perception, în: Picture Bandwidth Compression, eds. TS Huang și OJ Tretiak (Gordon și Breach).
Kramer, HP și MW Mathews, 1956, IRE Trans, de Inf. Théo. 2, p. 41.
Kretzmer, ER, 1956, Reprezentare alfabetică redusă a semnalelor de televiziune, IRE Nat. Conv. Ree., partea 4.
Limb, JO, 1969, Design of Dither Waveforms for Quantized Visual Signais, BSTJ 48, pp. 2555-2582.
Limb, J. O and FW Mounts, 1969, Digital Differential Quantizer for Télévision, BSTJ 48, pp. 2583-2599.
Lucky, RW, J. Saltz și EJ Weldon, 1968, Principies of Data Communication (McGraw-Hill).
Martin. J., 1969, Telecomunicațiile și computerul (Prentice-Hall).

Mott-Smith, JC și T. Baer, 1970, Area and Volume Coding of Picture, în: Picture Bandwidth Compression, eds. TS Huang și OJ Tretiak (Gordon și Breach).
Mounts, FW, 1969, A Video Encoding System Using Condițional Picture Element Re-plenishment, BSTJ 48, pp. 2545-2554.
Oliver, BM, JR Pierce și CE Shannon, 1948, Proc. IRE 36. p. 1324-1331.
O'Neal Jr., JB, 1966, Delta Modulation Quantizing Noise, BSTJ 45, pp. 117-142.
O'Neal Jr., JB 1966, Predictive Quantizing Systems for the Transmission of Télévision Signais, BSTJ 45, pp. 689-722.
Pan, JW, 1962, Picture Processing, MIT Research Laboratory of Electronics, Quarterly Progress Report nr. 66, p. 224.
Peterson, DP și D. Middleton, 1962, Information and Control 5, pp. 279-323.
Posr, A., 1966, Filtering Quantization Noise, teză de licență, Departamentul de inginerie electrică, MIT
Pratt, WK, 1967. IEEE Trans, pe Inf. Theo. IT-13, p. 114-115.
Prait, WK, J. Kane și HG Andrews, 1969, IEEE Proc, ianuarie.
Rader, CM și WR Crowther, 1966, IEEE Proc. 54, p. 1594-1595.
Remm, RL, RV Cotton și GR Strohmeyer, 1966, Analysis and Implémentation of a Delta Modulation Pictorial Encoding System, National Telemetering Conférence Proc., pp. 27-34.
Richards, GP și WT Bisignani, 1967, Proc IEEE 55, pp. 1707-1717.
Roberts, LG, 1962, IRE Trans, pe Inf. Théo. 8, p. 145-154.
Rosenfeld, A., 1968, IEEE Trans, despre Inf Theo. IT-14, nr. 4.
Sevler, A-J., 1965, IEEE Proc. 53, p. 2127-2128.
Seyler, AJ și F L. Budrikis, 1965, IEEE Trans, pe Inf. Théo. 11, p. 31-43.
Schaphorst, R., 1970, Frame-to-Frame Coding of NTSC Color TV, în: Picture Bandwidth Compression, eds. T S. Huang și OJ Tretiak (Gordon și Breach).
Schreiber, WF, 1963, The Mathematica! Foundation of the Synthetic Highs System, Laboratorul de Cercetare de Electronică al MIT, Raport trimestrial de progres, nr. 68, p. 140.
Schreiber, WF, TS Huang și OJ Tretik, 1968, Contour Coding of Images, Wes-con Conv. Record.
Schreiber, WF, CF Knapp și ND Kay, 1959, Journal SMPTE 68, p. 525.

r<
Scovill, FW, 1965, Efectul subiectiv al luminozității și cuantizării spațiale, MIT
Cercetare Laborator de Electronică, Raport trimestrial de progres nr. 78.
Shannon, C. E și W. Weaver, 1949, The Mathematica! Iheory of Communication (Univ of Illinoi- Press).
Spencer, DX și TS Huang, 1969, Codarea bit-piană a imaginilor cu ton continuu, Proc. Symp. privind procesarea computerizată în comunicații (PIB Press).
Wacks, K., 1970, Analiza performanței unui sistem de procesare a imaginilor, teză de master, Departamentul de Inginerie Electrică, MT I
Wilkins, L. C și PA Wintz, 1969, Bibliography on Data Compression, Picture Properties, and Picture Coding, Raport tehnic nr. TR-EE69-10, Școala de Inginerie, Universitatea Purdue.
Winkler, MR, 1965, Transmisie picturală cu HÍDM, IEEE International Conv. Record, partea 1, pp. 285-291.

Witt, R., 1963, Comunicare privată, Comm. și Data Proc. Div., Raytheon Co., Nor-wood. Masa.
Woods, JW și TS Huang, 1970, Picture Bandwidth Compression by Linear Transformation and Block Quantization, în: Picture Bandwidth Compression, eds. TS Huang și OJ Tretiak (Gordon și Breach).
Youngblood, W A., 1968, Picture Processing, M LT. Laboratoarele de Cercetare în Electronică, Raport trimestrial de progres, pp. 95-100.
Notă adăugată în dovadă'.
De la finalizarea acestui manuscris, au mai avut loc două simpozioane despre codificarea imaginilor, unul la Universitatea de Stat din Carolina de Nord, SUA, 1970, iar celălalt la Universitatea Purdue, SUA, 1971. Au fost publicate multe lucrări de la simpozionul din Carolina de Nord. într-un număr special al IEEE Trans, despre Tehnologia comunicațiilor, decembrie 1971. De asemenea, IEEE Proceedings va avea un număr special despre Procesarea digitală a imaginilor, iulie 1972.
π
UTILIZAREA TUBURILOR DE IMAGINE CA OBLARE
DE
RW SMITH
Secția Optică Aplicată, Departamentul Fizică,
Colegiul Imperial de Știință și Tehnologie, Londra
CUPRINS
PAGINĂ

§ 1. Introducere
Unele cerințe importante ale unui sistem de fotografiere de mare viteză sunt (a) furnizarea unui obturator suficient de rapid, (b) sincronizarea acestui obturator cu evenimentul studiat și (c) asigurarea că suficientă lumină ajunge la filmul de fotografie în timpul expunerii pentru a produce o înregistrare.
În principiu, tuburile de imagine pot fi proiectate pentru a îndeplini toate aceste cerințe și scopul acestei lucrări este de a revizui tuburile și sistemele de imagine care au fost investigate.
Tubul de imagine sau convertorul de imagine a fost dezvoltat de Holst, Deboer, Teves și Veenemous [1934] ca metodă de a face scene vizibile iluminate de radiații infraroșii. La un capăt al tubului de imagine era un fotocatod la care imaginea în infraroșu a scenei a fost convertită într-o imagine foto-electron. Această imagine de electroni a fost transferată printr-un sistem electron-optic simplu pe un ecran cu fosfor. Electronii au primit suficientă energie pentru a excita materialul fosfor și a fost produsă o imagine a scenei din regiunea vizibilă a spectrului. Dezvoltarea ulterioară în timpul războiului din

1939-45 a tuburilor similare cu aplicații militare a fost descrisă de Schaffernicht [1948] și Prati [1947,1948]. După război, mulți muncitori au început să aplice tuburile de imagine existente pentru fotografia de mare viteză, utilizând ușurința cu care imaginea fotoelectronului putea fi controlată de câmpuri electrice și magnetice. Abia la începutul anilor 1950, tuburile de imagine au fost concepute special pentru a fi utilizate ca obloane.

1.1. SISTEME CAMERA DE MARE VITEZĂ

Există patru tipuri principale de sisteme de fotografie de mare viteză.

1) Expunere unică. În forma sa cea mai simplă, acesta este doar o lentilă obiectiv, urmată de un obturator și placa de fotografiere de înregistrare.

2) Cadru multiplu. Aceasta produce o serie continuă de expuneri scurte sau cadre separate de obicei printr-un interval de timp fix. Este nevoie de un obturator și o metodă de a muta filmul de fotografie sau de a aranja ca cadrele separate să fie direcționate către o regiune diferită a filmului. Viteza

al sistemului este de obicei indicat ca numărul de expuneri sau cadre pe secundă (fps).

3) Sisteme cu mai multe canale. Aceasta este o alternativă la metoda cu cadre multiple atunci când este necesară o înregistrare secvenţială. În loc de a avea o singură cameră care efectuează atât acțiunile de declanșare, cât și de separare spațială a cadrelor, se utilizează o serie de obturatoare separate sau camere în paralel unele cu altele. Fiecare cameră sau canal poate avea fie propriul obiectiv obiectiv care dă paralaxă între imagini, fie poate fi utilizată o singură lentilă obiectiv urmată de o serie de separatoare de fascicul.

4) Sisteme Streak. Această metodă este folosită pentru a studia distribuția luminii de-a lungul unui element de linie al evenimentului în funcție de timp. O imagine a evenimentului este focalizată pe o fantă, iar lumina care trece prin fantă este focalizată pe placa de fotografie. Este introdus un aranjament adecvat pentru a mătura această imagine a fantei peste placă într-o direcție normală cu fanta. Secțiunile de linie învecinate ale înregistrării finale arată distribuția luminii de-a lungul elementului de linie de eveniment selectat în momente succesive.

În cea mai simplă cameră de încadrare, filmul este mișcat intermitent, astfel încât, în timp ce se face expunerea, filmul este staționar. Aceste camere vor atinge viteze de câteva sute de cadre pe secundă, dar sunt limitate de rezistența filmului, care tinde să se rupă la rate mai mari de încadrare.

Gama lor poate fi extinsă prin utilizarea unui film în mișcare continuă și trecerea luminii printr-o prismă rotativă de sticlă, care este sincronizată cu filmul, pentru a compensa mișcarea filmului în timpul expunerii. Există multe tipuri de aceste camere cu prismă și pot fi folosite pentru a înregistra la viteze de până la ~ 104 fps. O compensare similară poate fi obținută prin reflectarea imaginilor dintr-o oglindă rotativă pe filmul care este montat în interiorul unui tambur rotativ.

Cele mai mari rate de încadrare realizate mecanic sunt obținute folosind camere cu oglindă rotativă. Imaginea evenimentului este focalizată pe o oglindă care se rotește rapid și este reflectată pe o

serie de lentile dispuse într-un arc centrat pe oglindă. Pe măsură ce fasciculul de lumină reflectat trece peste fiecare lentilă, o imagine este înregistrată pe filmul staționar care este aranjat să se afle la focarele razei de lentile. Rate de încadrare de ~ 2x 107 fps pot fi obținute în acest fel.

Această cameră poate fi transformată într-o cameră cu bandă prin îndepărtarea matricei de lentile, plasând o fantă într-un plan intermediar adecvat al imaginii și prin focalizarea imaginii la film, nu pe oglindă ca înainte.

Kerr celi a fost folosit pentru a obține expuneri unice de până la 5 ns. Când sunt necesare mai multe cadre, se folosește, de exemplu, un sistem multicanal

camera cu douăsprezece canale descrisă de Barnsley [1962]. Sistemul cu patru canale descris de Erez și Eylon [1962] a folosit un singur obiectiv urmat de divizor de fascicul pentru a rezolva problema paralaxei. Goss [1960] a folosit un Kerr celi ca obturator într-un sistem care a fost o încrucișare între un cadru multiplu și o cameră cu mai multe canale. După un singur obiectiv, lumina a fost divizată de o serie de separatoare de fascicul și a călătorit pe diferite căi optice înainte de a ajunge la Kerr celi. Aranjamentul optic a fost de așa natură încât fasciculele separate formate să fie imagini separate pe film după celi Kerr. Acționând o singură dată obturatorul Kerr celi, s-au obținut o serie de imagini corespunzătoare momentelor diferite ale evenimentului. Timpul de expunere a fost de 5 ns și rata de încadrare a fost de 7 x 107 fps Obturatoarele bazate pe alte efecte electro-optice, de exemplu, efectul Pockels au fost discutate.

Articolele de recenzie ale lui Courtney-Pratt [1957] și Coleman [1963] descriu multe alte tehnici care au fost folosite pentru fotografia de mare viteză.

Pentru timpi de expunere mai scurti se folosesc tuburi de imagine și în această lucrare vom lua în considerare dezvoltarea și utilizările acestor tuburi.

§ 2. Componentele tubului de imagine

Sistemul de bază cu tuburi de imagine este prezentat schematic în Fig. 2.1. Radiația de la obiectul O este transferată de către obiectivul L pe fotocatodul semitransparent PC. Fotoelectronii care părăsesc fotocatodul sunt focalizați de un sistem electron-optic EOS pe un ecran de fosfor P unde este produsă imaginea de ieșire. Întregul aranjament este conținut într-un plic vid.

Numărul de fotoelectroni emiși de fotocatod depinde de lungimea de undă a radiației incidente și de iluminare; la o lungime de undă dată, curentul fotoelectronului este direct proporțional cu iluminarea. Sensibilitatea spectrală a mai multor fotocatozi sunt prezentate în Fig. 2.2. Diferitele curbe de sensibilitate fotocatodice sunt clasificate după

numere S; cele mai comune fiind SI, argint-oxigen-cesiu, S9, antimoniu-cesiu și S20, antimoniu-cesiu-sodiu-potasiu (tri-alcali).

Fig. 2.2. Sensibilitatea fotocatodului și puterea de fosfor.

Curbele etichetate cu eficiență cuantică pot fi considerate că arată eficiența procesului fotoelectric ca probabilitatea ca un foton să provoace emisia unui fotoelectron de pe suprafața fotocatodului. Fotoelectronii sunt emiși cu o distribuție a energiilor și direcțiilor de emisie. Pentru iluminarea monocromatică, energia de emisie se poate situa între zero și energia maximă E dată de ecuația lui Einstein

$$E = I\iota\nu - \varphi \quad (2.1)$$

unde φ este funcția de lucru a suprafeței și hv este energia unui foton cu frecvența v. Pentru un fotocatod tipic φ ~ 2 eV și astfel punând hv ~ 3 eV (lumină albastră), această energie maximă este de ~ 1 eV

Direcția de emisie a unui electron în raport cu normala la suprafață urmează o distribuție aproximativ cosinus. Momentul p al unui anumit electron care este emis la un unghi 0 față de normala la suprafață și cu energia de emisie ef0 poate fi rezolvat în componente p cos 0 și p sin 0 care sunt normale și, respectiv, paralele cu suprafața. Viteza de emisie v a acestui electron este

$$p = p/m - (2eF0/m)i \quad (2,2)$$

unde e și m sunt sarcina și masa electronului. În unele tuburi de imagine, componenta impulsului p cos 0 este importantă deoarece poate determina rezoluția în timp a dispozitivului, în timp ce rezoluția spațială poate fi o funcție a ambelor componente ale impulsului. Întârzierea dintre absorbția unui foton și emisia fotoelectronului corespunzător este estimată a fi de ~ 10'14s și astfel, atunci când o imagine a unui eveniment în schimbare rapidă este focalizată pe un fotocatod, fluxul de electroni care îl părăsește conține informații spațiale și temporale despre Evenimentul. O secțiune a fluxului de electroni reprezintă evenimentul la un moment dat, iar o secțiune luată în aceeași poziție în tub într-un moment ulterior reprezintă evenimentul la un moment ulterior. Electronii pot fi detectați prin accelerarea lor la o energie cinetică mare de ~ 10 keV înainte de a lovi un ecran cu fosfor unde sunt emiși ~ 1000 de fotoni per fotoelectron incident (Mandel [1955]). Compoziția spectrală a luminii emise depinde de materialul fosforic și, corespunzător numerelor S ale fotocatozilor, fosforii sunt etichetați cu numere P, de exemplu fosforul PI 1 este sulfură de zinc activată cu argint și are o ieșire spectrală cu un vârf la o lungime de undă. de ~4700Â (Fig. 2.2). Materialul fosfor este de obicei depus pe o placă de sticlă și este acoperit de o peliculă subțire de aluminiu. Acest film este suficient de subțire pentru a permite electronilor să treacă și servește mai multor scopuri. În primul rând, oferă conductivitatea electrică care definește potențialul pe ecranul cu fosfor și îl împiedică să se încarce. În al doilea rând, lumina produsă la ecranul cu fosfor este emisă în toate direcțiile, iar filmul de aluminiu reflectă mai mult în direcția dorită. De asemenea, previne feedback-ul luminii către fotocatod, care altfel ar provoca supraîncărcare și instabilitate. În al treilea rând, aluminiul împiedică transmiterea oricărei lumini incidente care nu a fost absorbită de fotocatod.

Este necesar să se includă un sistem electron-optic pentru a transfera imaginea electronică de la fotocatod pe ecranul cu fosfor și, de asemenea, pentru a oferi electronilor suficientă energie pentru a excita materialul ecranului cu fosfor.

§ 3. Electron-Optica! Sisteme

3.1. TUBURI IMAGINII BIPLANARE

Tubul de imagine dezvoltat de Holst, Deboer, Teves și Veenfmous [1934] a constat dintr-un PC fotocatod plan și un ecran de fosfor plan P dispuse paralel unul cu celălalt și la o distanță mică unul de celălalt, Fig. 3.1. The

Fig. 3.1. Diagrama tubului de imagine Holst.

Ecranul cu fosfor nu avea un suport din aluminiu, dar acest lucru nu a cauzat probleme serioase, deoarece curba de sensibilitate spectrală a fotocatodului, în principal infraroșu, și ieșirea de la ecranul cu fosfor, predominant verde, au fost separate spectral.

În acest sistem electron-optic simplu se aplică o diferență de potențială între fotocatod și ecranul fosforic și un electron care părăsește fotocatodul traversează un drum parabolic înainte de a lovi ecranul fosforic. Un electron care este emis cu o energie eV0 la un unghi θ față de normală are o componentă a vitezei sale paralelă cu suprafața fotocatodului

vp = (2eK0 sin2 0¡m)\ (3.1)

Timpul de tranzit al acestui electron între fotocatod și ecranul fosfor este

t = (2mle)*d((VA + V0 cos2 0)MK> cos2 № ~ (2m/e)M^ (3-2)

unde d este distanța dintre fotocatod și ecran de fosfor și FA este diferența potențială dintre ele. În practică FA Uo și deci aproximarea prezentată în ec. (3.2) poate fi făcută. Distanța x la care fotoelectronul lovește ecranul fosfor de la normal prin punctul său de emisie este

x = tvp = 2d(l0 sin2 0/FA)\ (3,3)

Distribuția punctelor de sosire a electronilor x, peste ecranul cu fosfor va fi o funcție complicată, depinzând de distribuția spectrală a radiației de iluminare, de sensibilitatea spectrală a fotocatodului și de distribuțiile energiei și unghiului de emisie.

Ec. (3.3) poate fi folosită pentru a defini o funcție de răspândire a punctului de ordin de mărime numită în mod normal discul confuziei care are o rază ~x. De obicei, valoarea maximă a lui Vo sin2 θ este de ~1 V și diametrul discului de confuzie este de ~4r//(l/A)Ù Astfel, punând d — 2 mm și VK = 10 kV, acest diametru este de ~0,08 mm și rezoluțiile imaginii de 10-20 Ip/mm* sunt obținute.

Geometria simplă a acestui aranjament biplan are avantajul că nu există o axă particulară a dispozitivului și, prin urmare, rezoluția este uniformă pe ecranul fosforic de ieșire și nu există distorsiuni. Mărirea imaginii este unitate.

3.2. LENTILE ELECTROSTATICE

Prin încorporarea unei structuri de electrozi axial simetrici, ținute la diferite potențiale, între fotocatod și ecranul cu fosfor, este posibil să se concentreze electronii care lasă un punct pe fotocatod pe o suprafață a imaginii la ecranul cu fosfor. Din păcate, nu este posibil să se proiecteze un sistem care nu are curbură de câmp și astfel majoritatea modelelor au un fotocatod curbat sau un ecran cu fosfor. Aberația „cromatică” cauzată de distribuția energiei de emisie

și a unghiului limitează rezoluția imaginii. Câmpul vizual este limitat de distorsiunea și curbura câmpului, iar imaginea este, de obicei, degrandită. Aranjamentele electrodo particulare vor fi discutate mai târziu.

3.3. LENTILE MAGNETICE SCURTE

Acest sistem este adesea o combinație de lentile electrostatice și magnetice, câmpul magnetic fiind produs de o bobină scurtă. Există de obicei o serie de condiții de focalizare care oferă imagini de mărire și orientare diferite, acestea din urmă fiind produse prin rotația imaginii în câmpul magnetic.

3.4. CÂMPUL MAGNETIC UNIFORM

Un câmp magnetic uniform este aranjat paralel cu axa unui tub de imagine care are un câmp electric uniform între fotocatod și ecranul fosfor. Calea urmată de un fotoelectron este o helix de creștere

* Rezoluția spațială limită în tuburile de imagine este de obicei indicată în ternis de perechi de linii/mm, adică numărul de perechi de linii albe și negre pe milimetri care sunt doar rezolvabile.

pas pe măsură ce electronul trece prin tub. Diametrul traiectoriei elicoidale este

b = 2(2т/e)*(И0 sin2 ttf/B. (3.4)

unde B este câmpul magnetic. Timpul necesar electronului pentru a finaliza un ciclu al helixului depinde doar de B, adică 2nm¡eB, și astfel dacă electronul completează un număr întreg de cicluri în timpul său de tranzit între fotocatod și ecranul fosfor, imaginea va apărea în se concentreze.

Condiția pentru focalizare este aceea

(e/2m) ííB/1 ¿π = n (întreg). (3,5)

Cu toate acestea, se produce un disc finit de confuzie deoarece electronii au timpi de tranzit ușor diferiți, așa cum este indicat de ecuația. (3.2).

Rezoluțiile imaginii de ~1001p/mm sunt posibile și această metodă este denumită focalizare în buclă.

3.5. UNIFORMĂ PUTERNĂ M CÂMP XGNETIC

Dacă câmpul magnetic B din ec. (3.4) se mărește cu cât diametrul traiectoriei elicoidale scade și poate fi făcut suficient de mic, astfel încât rezoluția imaginii să fie adecvată, fără a fi necesară utilizarea focalizării în buclă. Aceasta este denumită focalizare „forță brută” și este utilă în special în tuburile care au secțiuni de stocare sau deplasare a electronilor (§ 10).

3.6. REZISTENTA LA FOTOCATOD ȘI ÎNCĂRCARE DE SPAȚIU

Fotocatozii utilizați în cuburile de imagine sunt depuși în mod normal pe substraturi de sticlă și pot avea rezistențe ~ MΩ/pătrat. În condiții moderate de iluminare, curentul fotoelectronului poate fi suficient pentru a da diferențe de potențială pe fotocatod de câțiva volți. Cu toate acestea, atunci când sunt considerate expuneri scurte, curenții luați în timpul de expunere sunt mult mai mari și pot produce câmpuri electrice mari pe suprafață. Aceste câmpuri electrice măresc distorsiunea și degradează imaginile și de aceea trebuie evitate. Acest lucru se poate face prin reducerea rezistenței efective la fotocatod prin depunerea unui strat conductor transparent pe substratul de sticlă înainte de formarea fotocatodului. O rezistență de 100 Ω/ pătrat este ușor de obținut folosind o acoperire nesa - (oxid stannic). Alte metode de reducere a rezistenței sunt folosirea de straturi conductoare

metalice sau încorporarea unei plase metalice în suprafața substratului de sticlă (Garfield și colab. [1969]). Acesta din urmă oferă o rezistență de ~0,1 Ω/pătrat și poate fi folosit cu

fotocatodul S20 pentru care stratul nesa este inadecvat deoarece este atacat de sodiul utilizat la prepararea catodului.

O metodă alternativă de reducere a efectului rezistenței fotocatodice este de a fixa o plasă paralelă cu fotocatodul pe exteriorul tubului. Capacitatea dintre această plasă și fotocatod este suficientă pentru a menține constantă potențialul suprafeței fotocatodului în timpul expunerilor scurte când sunt atrași curenți mari. Acest lucru a fost studiat de Stewart și Wanifck [1963].

Încărcarea de spațiu poate contribui, de asemenea, la scăderea rezoluției imaginii și la creșterea distorsiunii atunci când curenții mari sunt atrași din fotocatod. Efectele sunt cele mai mari atunci când electronii se mișcă lent, care este de obicei în apropierea fotocatodului și, prin urmare, pot fi reduse prin creșterea câmpului electric în apropierea fotocatodului.

Trebuie subliniat că este foarte dificil să se facă distincția între efectele cauzate de rezistența fotocatodică și încărcarea spațiului și este de obicei recomandabil să le eviți pe ambele dacă este posibil.

§ 4. Intensificarea imaginii

Numărul de fotoni emiși de un ecran cu fosfor pe electron incident este de ~700-1000. Dacă se presupune că calitatea spectrală a luminii incidente la fotocatod și care părăsesc ecranul cu fosfor sunt aceleași și că fotocatodul este eficient cu 10%, atunci câștigul de lumină prin tubul de imagine este de ~ 70-100. Din păcate, lentila care este folosită pentru a transmite imaginea de pe ecranul cu fosfor către placa de fotografie colectează ~5% din lumină și astfel se obține un câștig total de ~3-5 în practică. În ceea ce privește eficiența colectării luminii, un sistem cu tuburi de imagine are un avantaj important față de camerele cu oglindă rotativă de mare viteză, prin aceea că poate fi de obicei operat cu un sistem optic cu deschidere mare (~//2) pentru transferul luminii de la eveniment la fotocatod. întrucât camera cu oglindă rotativă în general operează la

Eficiența fotocatodului este de ~ 10 %, în timp ce cea a plăcii de fotografie este de ~ 0,1 % și astfel fotocatodul este un detector mult mai sensibil. Eficiența cuantică detectivă a unui detector este definită ca raportul dintre pătratul raportului semnal-zgomot care apare în semnalul de ieșire și pătratul raportului semnal-zgomot al semnalului luminos de intrare (Rose [1948], Jones [1959]). Eficiența cuantică a unui sistem complet a fost discutată de Fellgett [1958] și Mandel [1959] pe baza ipotezei că distribuția luminii de intrare este Poissoniană (Mandel [1958]). Cuantica

eficiența unei combinații tub imagine-Iens-film fotografic este dată de Felllget [1958] ca

í/s = <7o(H ' 'WP)_1 (41)

unde q&, qp și q0 sunt eficiența cuantică a sistemului, a fotocatodului și, respectiv, a emulsie de fotografie și a este eficiența de cuplare a lentilelor. Cantitatea ni este numărul de fotoni care părăsesc ecranul fosfor pentru fiecare fotoelectron care părăsește fotocatodul. Tabelul

4.1 arată eficiența cuantică a Sistemului în funcție de m cu a = 5 %, <7P = 0,1 % și ç0 = 10 %.

Tabelul 4.1

m	70070005 IO43,5x10° oo700*5x 104*
<7s/<7o	0,030,250 70,9510 250,96
4d4v	3257951002596

* vezi § 4.3.

Pentru un tub de imagine simplu, ni este de ~ 700, iar eficiența cuantică a sistemului este de trei ori mai mare decât cea a fotografiei. Cu toate acestea, potențialul complet al fotocatodului nu este utilizat. Pentru a face acest lucru, m trebuie mărit prin introducerea unui mecanism de câștig între fotocatodul primar și ecranul fosfor de ieșire.

4.1. C\SCADF IMAGE INTENSIFIERA

Un mic câștig ar putea fi obținut prin utilizarea mai multor tuburi de imagine în serie cu lentile care transferă imaginea de la un ecran cu fosfor la următorul fotocatod. O modalitate mai eficientă de cuplare a tuburilor de imagine este realizarea unui tub compozit cu ecranul fosfor dintr-o etapă depus pe o parte a unei membrane subțiri transparente și fotocatodul etapei următoare depus pe cealaltă parte (Fig. 4.1). Dacă membrana este suficient de subțire, lumina este transferată eficient cu doar o mică pierdere de rezoluție cauzată de răspândirea luminii în interiorul membranei. Membrana este de obicei mica de grosime ~4µ. Materialul fosforic și fotocatozii sunt aleși astfel încât curbele lor de emisie spectrală și de sensibilitate să fie potrivite. Dacă eficiența cuantică a fotocatodului este de ~ 10 °θ și fiecare electron incident produce 700-1000 de fotoni la ecranul cu fosfor, atunci câștigul de electroni la un astfel de ecran de multiplicare fosfor-mica-fotocatod este de ~70-100. Un tub de imagine care are trei astfel de trepte de câștig ar avea o valoare de ni de

~3,5xl06 și eficiența cuantică a sistemului ar fi de ~95% cea a fotocatodului primar. Numărul de fotoni care ajung la filmul de fotografie pentru fiecare foton la fotocatodul primar este mq^a.

Fig. 4.1. (a) Amplificator de imagine în cascadă în trei trepte focalizat magnetic, (b) Detaliu al ecranului de multiplicare (A. Aluminiu, P. Ecran cu fosfor, M. Mica (4µ), PC. Fotocatod).

Astfel, cu intensificatorul în cascadă, expunerea la film este de 2000 de ori mai mare decât ar fi fost dacă placa foto ar fi fost folosită singură. În această comparație se presupune că obiectivul care transferă lumina de la eveniment la fotocatod sau de la eveniment la filmul de fotografie sunt aceleași. De asemenea, sa presupus că nu se pierd electroni primari, de exemplu prin împrăștiere la primul ecran de fosfor. Analiza detaliată a acestui tip de intensificator de imagine a fost dată de Mandel [1959].

Aceste tuburi sunt de obicei concentrate în buclă într-un câmp magnetic uniform, dar Guyot, Driard și Sirou [1966] descriu tuburi în cascadă în care fiecare treaptă este focalizată de o lentilă magnetică scurtă.

4.2. INTENSIFICATOR DE MULTIPLICARE ELECTRONI SECUNDAR DE TRANSMISIE (TSEM)

Procesul de câștig în acest tip de intensificator este emisia secundară de electroni, care are loc atunci când un electron energetic lovește un strat subțire de clorură de potasiu. Un electron incident cu o energie de 5 keV va provoca emisia a ~ 5-6 electroni secundari de pe cealaltă

parte a stratului. Stratul emițător secundar este de obicei depus pe un strat suport de oxid de aluminiu cu un strat conductor de aluminiu între ele, grosimea totală fiind de ~0,1 µ (Wilcock, Emberson și Weekly [I960]). De

folosind cinci dintre aceste ecrane în serie se poate obține un câștig de electroni de 3000. Tuburile sunt concentrate în buclă într-un câmp magnetic uniform

4.3. CUPLARE HBREOPlk

Dacă ecranul cu fosfor de ieșire este depus pe o parte a unei plăci de fibră optică etanșă la vid și emulsia de fotografie este presată pe cealaltă parte, se poate obține un cuplaj optic de 50%. Aceasta este de zece ori mai mare decât cea pentru un sistem de lentile, iar cifrele marcate cu un asterisc în Tabelul 4.1 oferă eficiența cuantică efectivă a unui sistem de tuburi de imagine care încorporează cuplarea cu fibră optică.

Dacă fotocatodul tubului este de asemenea depus pe o placă de fibră optică, este posibil să se lipească o serie de tuburi împreună pentru a forma un intensificator în cascadă.

Un avantaj al acestui sistem este că plăcile de fibră optică pot fi făcute plane pe o parte și curbate pe cealaltă pentru a găzdui fotocatozii curbați și ecranele cu fosfor necesare în tuburile focalizate electrostatic (Sieg.mund [1968]).

4.4. IMAGE DE CAY TIME ÎN INTENSIFICATORI DE IMAGINE

Ieșirea luminii de pe ecranul cu fosfor al unui tub de imagine simplu expus la un scurt puise de lumină arată o decădere exponențială caracteristică, a cărei constantă de timp depinde de materialul fosfor particular. Pentru fosforul PH este de ~400 ps. Atunci când mai multe etape de tub de imagine sunt utilizate în serie, ca într-un intensificator în cascadă, răspunsul nu mai este exponențial, ci arată un maxim. Este un avantaj că lumina este emisă pe o perioadă relativ lungă, deoarece aceasta reduce densitatea de curent în etapele ulterioare ale tubului. Dacă nu ar fi așa și timpii de dezintegrare a fosforului ar fi foarte scurti, încărcarea spațială și rezistența fotocatodică ar afecta serios rezoluția în etapele ulterioare. Amplificatoarele de imagine TSEM nu au acest avantaj, deoarece procesul de emisie secundară are un timp de degradare mai scurt decât emisia de lumină dintr-un material fosfor.

§ 5. Aplicații timpurii ale tuburilor de imagine la fotografia de mare viteză

Courtney-Pratt [1949] a aplicat un tub de imagine dezvoltat la AEG din Germania în timpul războiului (Schaffernicht [1948] și Pratt [1948]) la fotografia de mare viteză. Acesta a fost un tub focalizat electrostatic care avea un PC fotocatod curbat și un ecran de fosfor plan P cu un suport din aluminiu (Fig. 5.1). Courtney-Pratt a folosit tehnica streak (§ 1.2) pentru a studia inițierea reacțiilor explozive de către scântei electrice. Fanta a fost plasată

în apropierea exploziei și lumina care trecea prin ea a fost focalizată pe fotocatod. Imaginea fotoelectronului a fost deviată magnetic, de-a lungul unei direcții perpendiculare pe fantă, pe măsură ce trecea prin tubul de imagine pentru a da imaginea cu dungi pe ecranul cu fosfor.

Deviația magnetică a trebuit să fie utilizată deoarece tubul a fost ecranat electrostatic. Courtney-Pratt a folosit un curent de deviere sinusoidal folosind un curent rezonabil de liniar
Fig. 5.1. Diagrama tubului AEG (lungime aprox. 15 cm).
parte a formei de undă. Viteza dârei și rezoluția tubului de imagine au fost de ~5mm/ps și respectiv ~101p/mm, corespunzând unei rezoluții în timp de 0,5 ps. De asemenea, a folosit tubul pentru a produce o serie de nouă cadre ale unei elice mici care se rotește la 3600 rpm folosind un comutator mecanic pentru a comuta curenții furnizați la două seturi ortogonale de bobine. Timpul de expunere între cadre a fost de 0,8 ms, iar curenții din bobine au fost modificați suficient de rapid, astfel încât să nu mai fie nevoie de obturator.
O altă aplicare timpurie a tuburilor de imagine a fost făcută de Hogan [1951a, 1951b] care a folosit un tub focalizat electrostatic, IP25, dezvoltat de RCA. Sistemul optic electronic al acestui tub era o serie de electrozi cilindrici coaxiali (Fig. 5.2). Hogan a folosit tubul ca o cameră cu o singură expunere, aplicând potențialul general al tubului ca un impuls cu amplitudine de 2 kV și durată de 2 ps. Distribuția potențialului corect de lucru la fiecare electrod a fost prin intermediul unui divizor de potențial capacitiv. Rezoluția imaginii a fost de ~ 10 lp/mm. De asemenea, a folosit sistemul ca stroboscop, aplicând pușii de tensiune la o frecvență de 2 x 106 impulsuri pe secundă. nefor-

Din fericire, tubul nu avea un suport de aluminiu pe ecranul cu fosfor și scurgerea luminii de la eveniment la filmul de înregistrare a fost o problemă. Cu toate acestea, deoarece fotocatodul era sensibil în principal în regiunea infraroșu a spectrului și lumina emisă de ecranul cu fosfor era albastru-verde, un filtru a putut fi folosit pentru a preveni scurgerea radiației infraroșii în film.
Fig. 5.2. Schema tubului RCA tip IP25 (lungime aprox. 10 cm).
Atât tubul AEG, cât și tubul IP25 au produs cantități mari de distorsiuni, iar rezoluția imaginii la marginea câmpului a fost scăzută.

§ 6. Tuburi de imagine concepute pentru a fi utilizate ca obloane

6,1, THF MULLARD ME1201

Jenkins și Chippendale [1951] au descris un tub de imagine care a fost conceput special pentru a fi utilizat ca obturator. Între fotocatodul său plan PC și ecranul fosfor P se afla un electrod de control sau grilă G (Fig. 6.1). Tubul a fost focalizat cu ajutorul unei lentile magnetice scurte MC și cu
Fig. 6 1. Diagrama tubului Milliard ME1201 (lungime aprox. 24 cm).

Ecranul fosforic și potențialele fotocatodului la 6 kV și respectiv zero condiții de focalizare au fost obținute pentru o serie de combinații ale curentului lentilei magnetice și potențialul aplicat electrodului de rețea. De obicei, se folosea o condiție de focalizare cu potențialul grilei la 3 kV, fiind necesară stabilizarea curentului lentilei magnetice la j %. Mărirea imaginii a fost de patru.
Tubul poate fi acționat ca oblon în diferite moduri. S-a constatat că niciun fotocurent nu a trecut la ecranul cu fosfor atunci când potențialul grilei a fost menținut la - 60 V față de fotocatod. O

metodă de închidere a fost menținerea potențialului rețelei la -60 V și comutarea acesteia la 3 kV pe durata expunerii ~10~7s. Alternativ, cu grila la 3 kV, fotocatodul ar putea fi menținut la 3,1 kV și se poate aplica un impuls pentru a-și reduce potențialul la zero în timpul expunerii. Puisele ar putea fi aplicate atât pe grilă, cât și pe catod. De exemplu, cu grila și catodul setate inițial la 3,1 kV și, respectiv, 3,0 kV, obturatorul a fost deschis* prin comutarea catodului la zero. Oblonul a fost închis prin comutarea rețelei la -100 V.
Jenkins și Chippendale [1951] au discutat despre importanța existenței unei rezistențe fotocatodice scăzute pentru a evita distorsiunile care au fost produse atunci când au fost atrași curenți mari. Turnock [1951] a studiat distorsiunile produse de sarcina spațială în apropierea fotocatodului, comparând tuburile care aveau câmpuri electrice axiale diferite în apropierea fotocatodului. Tubul cu câmp electric mai mare ar putea fi folosit pentru a oferi expuneri mai scurte, fără distorsiuni grave. Pentru cele două tuburi, acești timpi de expunere au fost de 1 ps și 0,1 ps. Aceste experimente au fost discutate și de Meek și Turnock [1952].
În tuburile modem care sunt proiectate să funcționeze la timpi de expunere și mai scurti, este important să se mențină rezistența fotocatodului cât mai scăzută pentru a evita distorsiunea. Pentru a reduce efectele încărcăturii spațiale, este necesar să existe un câmp electric axial ridicat la fotocatod și să folosiți cea mai eficientă cuplare optică între ecranul cu fosfor și placa de fotografie, deoarece aceasta reduce fotocurent necesar pentru a oferi o imagine adecvată luminoasă.
O versiune modificată a ME1201 a fost folosită de Courtney-Pratt [1952]. Acesta a fost MEI200 care nu avea electrod de rețea. El a folosit-o ca o cameră cu strie folosind deviația magnetică ca în lucrarea sa anterioară. El a reușit să demonstreze rezoluția în timp a metodei striurilor prin trimiterea luminii care a trecut printr-o parte a fantei, de-a lungul unei întârzieri optice înainte de a forma o imagine la fotocatod. Recordul de succes al evenimentului,
* Deoarece tubul de imagine este folosit ca obturator, este convenabil să folosiți termenii deschis și închis pentru a se referi la condițiile în care fotoelectronii pot sau nu pot călători către ecranul cu fosfor.

o explozie, a fost împărțită în două părți corespunzătoare luminii directe și întârziate. Deplasarea dintre cele două secțiuni ale înregistrării corespundea întârzierii. Prin acest mijloc, el a putut măsura întârzieri de ~ 10” 8 s cu o precizie de 20 % și a concluzionat că timpul probabil de rezolvare instrumentală a fost de ~ 10” 9 s. Aceasta corespundea unei viteze de striare de 100 mm/ps și unei rezoluții spațiale de 10 Ip/mm. În practică s-a obținut o viteză de 60 mm ps.
Richards [1952] a discutat în detaliu echipamentul auxiliar necesar pentru un sistem de camere de mare viteză bazat pe tubul de imagine ME 1201. El a redus distorsiunea imaginii folosind două lentile magnetice scurte separate una de cealaltă. S-a constatat că distorsiunea este proporțională cu integrala câmpului magnetic de-a lungul căii electronilor, în timp ce condițiile de focalizare depind de integrala pătratului câmpului magnetic. Henee, având câmpuri magnetice opuse produse de bobinele lentilei, condiția de focalizare a putut fi îndeplinită, în timp ce distorsiunea produsă de o lentilă a fost

compensată de distorsiunea produsă de cealaltă. Rezoluția imaginii a fost de 9 Ip/mm și 13 lp/mm pentru expuneri de 2 ps și, respectiv, 10 ps
Chippendale [1952] a descris funcționarea tubului ca un tub eficient cu doi electrozi sau un tub cu diode, cu electrodul rețelei conectat electric la ecranul cu fosfor. Acest lucru a avut avantajul că a împiedicat orice fotoelectron emis de electrodul rețelei să ajungă la ecranul cu fosfor. În timpul fabricării tubului, o parte din cesiul care este utilizat în procesarea fotocatodului se poate rătăci pe electrodul rețelei și prin reducerea funcției de lucru la suprafață poate crește probabilitatea fotoemisiei din acesta. Dacă potențialul grilei este mai mic decât cel al ecranului cu fosfor, acești fotoelectroni sunt capabili să se deplaseze către ecranul cu fosfor chiar și atunci când tubul este închis, adică atunci când fotoelectronii din fotocatod nu pot călători către ecranul cu fosfor.
Chippendale a arătat o serie de fotografii cu o singură expunere ale unui tub bliț la expuneri de 0,1 ps realizate la 1,2, 35, 60, 70 ps, după declanșarea tubului blițului. Timpul minim de expunere obținut a fost de 3 x 10 x 8 s, deoarece sub acesta, puise care a fost aplicat între ecranul cu fosfor și fotocatod s-a îndepărtat serios de forma ideală de puise pătrată și a cauzat defocalizarea imaginii.
Când tubul este acționat în modul triodă, adică cu pușii obturatorului aplicați electrodului rețelei, toți electronii care ajung la ecranul fosfor sosesc cu aceeași energie, ~6 keV. Se presupune că orice efect datorat timpului de tranzit al electronilor poate fi neglijat. Imaginea de pe ecranul cu fosfor va fi focalizată pentru o anumită setare a potențialului electrodului grilei. De altfel, deși se folosește un obturator superior fiat, electronii emiși în timpul timpilor de creștere și de scădere ai acestui impuls formează o imagine ușor defocalizată.

iar aceasta devine o problemă mai serioasă pe măsură ce timpul de expunere devine mai scurt. Totuși, atunci când tubul funcționează în modul diodă, cu electrodul de rețea și ecranul cu fosfor la aceeași potențială, doar acei electroni emiși în timpul porțiunii fiat a obturatorului ajung la ecranul cu fosfor cu o energie de 6 keV. Acei electroni emiși în timpul timpilor de creștere și coborâre a pulsului sosesc cu energii mai scăzute și provoacă emisia de lumină mai puțină de pe ecranul cu fosfor. Acest lucru reduce problema imaginii defocalizate și înseamnă, de asemenea, că timpul efectiv de expunere este mai scurt decât impulsul declanșatorului. Acest lucru a fost tratat de Richards [1952] și discutat analitic de Barrault și Kekez [1969].
Gibson şi colab. [1954] a folosit ME1201 în acest mod de diodă pentru a studia exploziile cu expuneri unice de 100 ns. Grover [1961] a folosit expuneri de 10 ns, deși a fost tulburat de scurgerea luminii prin găuri mici din suportul de aluminiu al ecranului cu fosfor.
King [1955] și King și Hett [1961] au descris un sistem de cameră de încadrare bazat pe ME1201 utilizat în modul diodă. Imaginile au fost deflexate magnetic folosind o formă de undă de deviere a scării, astfel încât fiecare imagine să fie staționară pe ecranul cu fosfor. Timpii de expunere disponibili au fost 0,1, 0,3, 1,3, 10ps cu un interval de cel puțin cinci ori timpul de expunere dintre cadre. Rata maximă de

încadrare a fost de 2x 106 fps. Martone și Segre [1962] au descris un sistem similar.
Saxe și Chippendale [1955] și Saxe [1957] au obținut expuneri unice de 3 ns prin construirea unui tub ME1201 într-un sistem de linie coaxială și l-au folosit pentru a fotografia dezvoltarea unei scântei electrice în aer. Atunci când sunt luate în considerare astfel de expuneri scurte, problema sincronizării dintre cameră și eveniment devine foarte importantă. O metodă este utilizarea unui fotomultiplicator pentru a detecta emisia de lumină de la eveniment și pentru a declanșa camera de la fotomultiplicator. Acest lucru funcționează bine pentru obturatoarele mecanice, de exemplu camerele cu oglindă rotativă, deoarece fotomultiplicatorul detectează evenimentul cu mult înainte de a fi suficientă lumină pentru a înregistra pe emulsia fotografiei. Cu toate acestea, atunci când un tub de imagine este utilizat ca obturator, fotocatodul tubului este de același ordin de sensibilitate ca și fotomultiplicatorul și, prin urmare, trebuie să existe doar o întârziere foarte mică între detectarea luminii de către fotomultiplicator și funcționarea obturatorului. . De obicei, întârzierea cauzată de echipamentul electronic este de ~ 10-50 ns și acest lucru nu este important atunci când sunt utilizate expuneri mai mari de 100 ns. Cu toate acestea, este necesar să se introducă o întârziere de compensare între eveniment și tubul de imagine dacă timpul de expunere este de ~2 sau 3 ns. Această întârziere poate fi introdusă optic prin trimiterea luminii de la eveniment de-a lungul unui traseu optic lung înainte de a ajunge la cameră, întârzierea fiind de 3ns/m.

Sincronizarea nu ar fi o problemă dacă evenimentul ar putea fi inițiat de unitatea de control al camerei. În practică, puține evenimente pot fi declanșate suficient de precis pentru ca această metodă să fie reglată.
Saxe și Chippendale au trecut lumina de la scânteie de-a lungul unei întârzieri optice și au folosit impulsul produs de ruperea eclatorului pentru a controla tubul de imagine. Tubul a fost utilizat în modul cu diodă și, deși impulsul declanșator a fost de 4 ns, timpul efectiv de expunere a fost scurtat așa cum sa discutat mai sus.

6.2. CAMERE DISSECTOR DE IMAGINI

Un sistem de disecție a imaginilor bazat pe ME 1201 a fost dezvoltat de Lunn [1957] și Lunn și Chippendale [1957]. Fotocatodul continuu a fost înlocuit cu o matrice dreptunghiulară de zone fotosensibile ale căror dimensiuni erau aproximativ o zecime din distanța dintre ele. Lumina de la eveniment a provocat emisii de electroni din fiecare element și s-a format o imagine formată din pete discrete pe ecranul cu fosfor de ieșire. Prin deplasarea fluxurilor de electroni cu o dimensiune a elementului a fost posibil să se producă o a doua imagine a evenimentului întrețesată cu prima. Cincizeci de astfel de imagini au fost produse folosind un sistem de deviere magnetică cu un sean continuu de 1 ps. A fost realizată o transparență pozitivă a înregistrării și imaginile individuale au fost produse prin imprimare prin contact prin această transparență pozitivă folosind ecranul fosfor al tubului de imagine ca sursă de lumină. Fotocatodul a fost iluminat uniform și, deoarece a fost folosit același câmp magnetic de deviere, orice distorsiuni introduse de tub în timpul înregistrării au fost compensate prin acest proces de citire. Zonele sensibile ale

fotocatodului au ocupat doar 1% din suprafața totală, iar o mare parte a luminii de la eveniment nu a fost folosită. Pentru a crește eficiența disecției imaginii, Courtney-Pratt și Thackeray [1957] au sugerat utilizarea unei plăci lenticulare. Aceasta era o serie de lentile dreptunghiulare mici, fiecare centrată pe un anumit element și fiecare colectează lumina și o concentrează asupra elementului. În practică, nu a fost necesară utilizarea unui fotocatod mozaic. O descriere a multor sisteme mecanice de disecție a imaginilor este dată de Dubovic [1958].

§ 7. Obloane de deviere

7.1 TUBURI DE IMAGINI RUSĂ CU OBTURALE DE DEFLEXIE

În timpul anilor 1950, muncitorii din Rusia au dezvoltat un nou tip de obturator cu tub de imagine. Această lucrare a fost descrisă în detaliu de Butslov și colab. [1958] și Zavoisky și Fanchenco [1965]. Tuburile de imagine, de exemplu tip

PIM3, au fost focalizate electrostatic. O placă de metal S cu o fantă în ea era situată în poziția în care fluxul de electroni era cel mai îngust (Fig. 7.1). În fața acestei plăci se afla un sistem de deviere electrostatică D format din două plăci a căror separare era mult mai mare decât lățimea

Fig. 7.1. Diagrama oГ tubului PIM3 (lungime aprox. 22 cm).

flux de electroni. O formă de undă de tensiune care variază rapid a fost aplicată plăcilor de deviere D pentru a mătura fluxul de electroni prin fantă. Combinația dintre sistemul de deviere și placa cu fantă putea fi astfel utilizată ca obturator, iar electronii care treceau prin fantă au fost direcționați de două seturi ortogonale de plăci de deviere D15 D2, pentru a forma o imagine pe ecranul fosfor de ieșire P. Din păcate, pe măsură ce electronii au fost măturați peste fantă, au primit un impuls transversal și acest lucru a cauzat neclaritatea imaginii finale. Pentru a depăși acest lucru a fost necesar să se introducă un set de plăci compensatoare CP după slot și acestora li sa aplicat o formă de undă identică cu forma de undă obturator, dar de polaritate opusă. Prin potrivirea sensibilității celor două sisteme de deviere, acest impuls transversal a fost anulat și s-a obținut o imagine staționară. Un avantaj al acestui tip de obturator este că singura cerință privind forma de undă a tensiunii obturatorului este ca aceasta să varieze la o rată suficientă. Timpul minim de expunere a fost limitat de inductanța parazită și capacitatea plăcilor de deviație, deoarece acestea au introdus schimbări de fază făcând dificilă compensarea precisă.

Câmpul electric de la fotocatod a fost făcut cât mai mare posibil pentru a reduce efectele de încărcare spațială și, de asemenea, pentru a reduce diferențele în timpul de tranzit al electronilor cauzate de distribuția energiilor de emisie de electroni.

O estimare a acestei diferențe de timp de tranzit, pentru electronii emiși normali la suprafață cu energii de emisie de zero și ef0. poate fi găsit ca timpul necesar electronului cu energie zero pentru a atinge o energie cinetică eV0. Se adaugă foarte puțină diferență de timp suplimentară în timpul restului zborului de la fotocatod la placa obturatoare. Accelerarea electronilor este eEjm

unde E este câmpul electric la fotocatod. Prin integrarea și substituirea vitezei corespunzătoare energiei <?K0, se constată că diferența de timp de tranzit Δ/ este
Δζ = (2m/e)^Po/E;   (7,1)
Δ/ poate fi redus prin creșterea E, de exemplu cu Vo — IV. Δ/ este 10_los pentru E = 340V/cm și 10_12s pentru £ = 34 kV/cm.
Komelkov, Nesierikhin și Perigament [1962] au folosit un tub PIM3 cu o serie de impulsuri aplicate oblonului și o formă de undă de scară aplicată pe plăcile de deviere. Acest lucru a dat 16 cadre cu un timp de expunere de 50 ns la o rată de încadrare de 5x IO6 fps
Zavoisky, Butslov, Plakhov și Smolkin [1957] au încorporat un PI M3 și un intensificator de imagine în cascadă cu cinci trepte focalizat magnetic în același tub. Sistemul de camere a fost conceput pentru a fotografia urme în camerele de scintilație, intensificatorul fiind necesar deoarece intensitatea luminii de la piste era foarte scăzută.
Korobkin și Schelev [1968] au descris un sistem de cameră versatil în care poate fi utilizat un tub de tip PIM sau un tub cu două trepte de câștig intensificator în cascadă. Expunerea minima a fost de 5ns.
Simonov și Κυτυκον [1962] au operat tubul aplicând o formă de undă de scară la o pereche de plăci de deviere. Forma de undă a fost produsă de finele de transmisie nepotrivite și a deviat fluxul de fotoelectroni într-o serie de poziții pe ecranul fosfor de ieșire. Pasul a determinat deformarea și partea fiat a formei de undă timpul de expunere. S-a obținut o rată de încadrare de 107 fps cu expuneri de 50 ns.

7.2. DEZVOLTĂRILE BRITANICE ALE TUBILOR DE OBLOCARE DE DEFLEX

Un tub de imagine de construcție similară cu tuburile de tip PIM a fost descris de Huston și Walters [1962]. Aceștia au discutat în detaliu acțiunea oblonului acordând o atenție deosebită toleranțelor cerute în sistemul de compensare. S-a demonstrat că, dacă s-au folosit forme de undă de tensiune în rampă, compensarea precisă a necesitat fie ca cele două seturi de plăci de deviere să aibă sensibilități egale, fie să li se aplice potențiale care cresc la rate diferite. Acesta din urmă era indezirabil. A fost necesară o toleranță de separare a plăcii de 6 μ în 4 mm pentru a da o imagine de rezoluție de ~201p/mm. La primele tuburi, separarea putea fi ajustată prin intermediul burdufurilor de vid, dar s-a constatat mai târziu că tuburile puteau fi realizate cu o precizie suficientă și, prin urmare, acest lucru nu a fost necesar.
Electronii care se află deja între plăcile de obturare în momentul aplicării potențialului de obturare nu vor fi compensați corect dacă

sunt lăsate să treacă prin diafragma obturatorului. Prin urmare, este necesar să se asigure că potențialul obturator în creștere nu începe să deschidă obturatorul pentru o perioadă egală cu timpul de tranzit al unui electron de la intrarea plăcilor obturatorului la deschidere. Acest lucru necesită o potențială suplimentară de polarizare fixă pe plăcile de deviere. Tubul a fost descris în continuare de Walters et al. [1963].
Huston [1964] a introdus o nouă metodă de acționare a obturatorului. Fig. 7.2 prezintă tubul și formele de undă utilizate pentru a-l opera la rate mari de încadrare. O formă de undă de tensiune sinusoidală a fost aplicată plăcilor obturatoare S și a fost aplicată o a doua sinusoidă de aceeași amplitudine și frecvență, dar de fază diferită, plăcilor de compensare CP. Expunerile au fost obținute pe măsură ce

sinusoidele au trecut prin zero, corespunzând nicio deviere a fasciculului.

Fig. 7.2. Forme de undă aplicate tubului obturator de tip deflexie.

Acest lucru a avut loc de două ori pe ciclu. Faza sinusoidelor a fost astfel încât expunerile alternative au fost imobilizate de diferite părți ale formei de undă de compensare, adică expunerea ab a fost compensată cu a'b', în timp ce expunerea cd a fost compensată cu c'd'. Prin urmare, compensarea nu a fost exactă, dar dacă raportul dintre timpul de expunere și timpul intercadru era limitat, de obicei 1: 5, s-a obținut o imobilizare adecvată a imaginii.

Efectul acestei compensări incomplete a fost de a face să apară imagini alternative în poziții diferite pe ecranul fosfor de ieșire. O formă de undă de tensiune de scară a fost aplicată plăcilor de deviere sau de deplasare D pentru a separa perechile de imagini în două rânduri.

Fig. 7.3. Sârmă de cupru care explodează, expuneri de 10 ns luate la 2 x 10” fps

Acest mod de funcționare al tubului a fost descris în continuare de Husion [1966, 1967]. Fig. 7.3 prezintă o serie de 8 expuneri ale unui fir de cupru care explodează luate la o rată de 2xl07 fps cu un timp de expunere de 10 ns. Au fost obținute expuneri de 2ns la o rată de 6 x IO7 fps cu o imagine de 30x30 elemente resohable.

Mai recent, oscilatorul care a produs forma de undă sinusoidală continuă a fost înlocuit cu unul care ar putea fi declanșat pentru a produce o formă de undă sinusoidală amortizată, Huston și Majumdar [1968]. Acest oscilator este declanșat înainte de eveniment, iar generatorul de forme de undă de scară este pornit când a fost detectată prima lumină de la eveniment. Astfel, cel

primele două cadre ale înregistrării conțin informații care au fost primite în timpul întârzierii de pornire a camerei. Prudence și Colmer [1968] descriu utilizarea acestui tub cu o sinusoidă declanșată și, de asemenea, cu un tren de puise pătrat aplicat pe oblon.

Huston [1970] a modificat metoda lui Simonov și Κυτυκον [1962] și a depășit problema producerii unei scări de mare viteză prin generarea acesteia în două etape. O formă de undă continuă din dinți de ferăstrău a fost aplicată plăcilor D și forme de undă liniare de rampă cu panta opusă au fost aplicate plăcilor CP (camera Hadland Imacon). Deviația netă corespundea cu cea care ar fi fost generată de o formă de undă de scară aplicată unui singur set de plăci de deviere. Pentru a obține un set staționar de imagini, a fost necesar să se potrivească rata de creștere a rampei liniare cu rata de cădere a părții liniare a formei de undă a dinților de ferăstrău. În practică, acest lucru s-ar putea realiza prin observarea unei diagrame iluminate flash având bare proeminente într-o direcție perpendiculară pe direcția de deviere a tubului. Amplitudinea formei de undă a dintelui de ferăstrău a controlat separarea cadrelor și, deci, numărul de cadre, frecvența dintelui de ferăstrău a controlat rata de încadrare. Rata de creștere a formei de undă a rampei liniare a fost ajustată pentru a oferi un rând staționar de imagini.

Fig. 7.4 prezintă o serie de nouă cadre ale unei diagrame cu bare luate la 3 x 108 fps. Timpul de expunere a fost de 1,5 ns, iar dimensiunea

cadrului a fost de 6x14 mm. Rezoluția limită a imaginii a fost de 3 Ip/mm. A fost descrisă o metodă de dublare a ratei de încadrare în care a fost introdus un divizor de fascicul înainte de fotocatod.

Fig. 7.4. O serie de cadre de diagramă cu bare luate la 3 108 fps, timp de expunere 1,5 ns, dimensiunea cadrului 6 14 mm.

Lumina reflectată a fost întârziată optic înainte de a forma o imagine alături de imaginea directă pe fotocatod. Când întârzierea optică a fost jumătate din intervalul normal al cadrului, s-au format două rânduri de imagini, rândul inferior împletit în timp cu rândul superior. Timpul de expunere a rămas același.

7.3. FUNCȚIONARE STREAK OE TUBURI OBTURATOR DEFLEXIONARE

Aceste tuburi de imagine pot fi operate ca camere de filmare prin aplicarea unei forme de undă în rampă pe plăcile de deviere sau de deplasare și menținând obturatorul și plăcile de compensare la potențiale fixe. Lumina de la eveniment este focalizată pe o fantă și apoi pe fotocatod. Imaginea cu electroni este striată în direcția perpendiculară pe fantă. Huston [1964] a obținut viteze de scriere în dungi de 2500 mm/ps, ceea ce este de multe ori mai mare decât cea obținută folosind sistemele de deviere magnetică.

Fig. 7.5. (a) Înregistrare striată a bătăilor între modurile axiale ale unui laser cu neodiniu, (b) Structura în impulsuri luminoase de mare putere generate prin autoblocarea modurilor axiale ale unui laser cu neodiniu.

Korobkin și Schelev [1968] au folosit un tub de tip PI M pentru a studia blocarea modului în laserele cu neodiniu. Viteza de baleiaj a fost de 5 x 104 mm/ps și durata de înregistrare a fost de 2 ns cu o liniaritate a măturarii de 80 %. Fig. 7.5a prezintă înregistrarea bătăilor între modurile axiale laser cu o perioadă de 50 ps, iar Fig. 7.5b prezintă structura unuia dintre vârfurile de lumină de mare putere generate de autoblocarea modurilor axiale. Lucrări similare au fost descrise de Basov, Drozh-BiN, Nikitin, Senenov, Stepanov și Yakovlev [1968]. Rezoluția de timp într-o înregistrare în serie este dată de raportul dintre rezoluția spațială și viteza de baleiaj. Se presupune că câmpul electric din apropierea fotocatodului este

suficient de mari pentru a face diferențele de timp de tranzit cauzate de diferitele energii de emisie neglijabile. Zavoiski și Fanchenco [1964] și Korob-kin și Schelev [1968] pretind rezoluții de timp de 3 x 10“12 s pentru sistemele lor.

Rezoluția temporală finală a fost estimată de Butslov, Zavoisky, Plakhov, Smolkin și Panchenko [1959] și Zavoiski și Fanchenco [1964] ca fiind de 10~13-10“14 s.

Problema sincronizării este la fel de gravă în sistemele de viteză foarte mare ca și în camerele de încadrare de mare viteză. Butslov, Zavoisky, Plakhov, Smolkin și Panchenko [1959] au descris un sistem care utilizează o deviație circulară produsă prin aplicarea formelor de undă sinusoidale cu o diferență de fază relativă de |π la două seturi ortogonale de plăci de deviere. Măturarea a fost efectuată continuu și astfel evenimentul a fost înregistrat ori de câte ori a avut loc. Era necesar un obturator care ar putea fi închis după ce a avut loc evenimentul pentru a preveni dubla expunere.

Această metodă, care a fost numită „cronografie optică electronică” poate înregistra doar ceea ce se întâmplă într-un punct al obiectului. Zavoiski și Fanchenco [1965] au discutat despre utilizarea unui oscilator triodă cu lungimea de undă de 0,5 MW și 1 m pentru a furniza formele de undă ale plăcii de deviere și au obținut o rezoluție în timp de 3 x 10“12 s. În aceeași lucrare au descris un tub mai târziu construit de Butslow și folosit de Fanchenco [1961]. Astfel tubul, PIMv, avea un sistem de deviere constând dintr-o cavitate rezonantă antrenată de un magnetron de 10 cm. Rezoluția instrumentală a timpului a fost dată ca 1013s.

§ 8. Tuburi de imagine controlate prin grilă

8.1. ELECTROST TUBI FOCALIZAT VTIC

Schagen și colab. [1952] a publicat proiectarea unui tub de imagine constând în principiu din două suprafețe sferice concentrice cu o diferență potențială între ele. Fotoelectronii care părăsesc suprafața interioară a sferei exterioare, fotocatodul, experimentează un câmp electric cu legea inversă a pătratului. Mișcările electronilor pot fi calculate într-o formă închisă și se constată că aceștia formează o imagine dincolo de centrul de curbură al Sistemului, de exemplu printr-o gaură tăiată în sfera interioară. În practică, se utilizează un fotocatod sferic PC cu o structură anodică conică A urmată de ecranul fosfor de ieșire P (Fig. 8.1).

Avantajul acestei configurații de electrozi față de multe altele este că starea de focalizare este determinată de geometria! numai dimensiunile. Este o funcție de curbura suprafețelor și nu depinde de potențialele tubului aplicate. În majoritatea celorlalte tuburi, condițiile de focalizare sunt determinate de potențialele aplicate diverșilor electrozi și de

Fig. 8.1. Diagrama tubului datorată lui Schagen, Bruining și Fuancken [1952].

câmp magnetic dacă se folosește unul. Suprafața imaginii este sfencală și, deoarece sunt utilizate de obicei ecrane cu fosfor fiat, apare o distorsiune.

Huston [1967] descrie utilizarea unui astfel de tub într-o cameră cu o singură expunere cu timpi de expunere de 30 ns. În aceeași lucrare, el descrie utilizarea unui tub similar, FEU, care are un ecran sferic cu fosfor pentru a se potrivi cu curbura imaginii. Pentru utilizarea cu această cameră, Reíd [1961] a discutat despre un sistem de oglindă Schmidt dublu pentru a produce un câmp de imagine curbat la fotocatod și o lentilă de copiere 1: 1, urmată de un aplatizator de câmp cu fibră optică pentru a transfera imaginea de ieșire de la ecranul cu fosfor la fotografie. film.

Tubul AEG folosit de Courtney-Pratt [1949], care a fost descris de Se HAFFERNICHT [1948], avea un design similar (Fig. 5.1).

Linden și Snell [1957] au extins proiectul lui Schagen prin încorporarea unei plase sferice M aproape de suprafața fotocatodului (Fig. 8.2). S-a constatat că fluxul de electroni poate fi întrerupt prin menținerea acestei rețele la o potențial de — 300V în raport cu fotocatodul atunci când potențialul total al tubului era de 10 kV.

PC M

Fig. 8.2. Diagrama tubului datorat lui Linden și Snell [1957] (lungime aprox. 25 cm).

Stoudenheimer și Moore [1957] au descris dezvoltarea unui tub similar în care plasa a fost înlocuită cu o rețea de fire, Fig. 8.3.
Fig. 8.3. Diagrama tubului RCA tip 4449A (lungime aprox. 25 cm).
Diverse combinații de potențiale ale electrodului au oferit imagini focalizate, dar cea mai mică distorsiune a fost obținută atunci când firele rețelei au fost ținute la potențialele care ar fi existat la pozițiile firelor înainte de a fi introduse. Distorsiunea a luat forma unei segmentări a imaginii. Tubul avea plăci de deviere în interiorul electrodului anod conic A, astfel încât să poată fi folosit ca cameră de încadrare. Acest design de tip tub RCA4449 a fost utilizat în sistemul de camere de încadrare TRW (Thomson Ramo Woolridge Inc.), care oferă timpi de expunere de până la 5 ns la o rată de încadrare de 2 x 107 fps Trei imagini cu dimensiunea 17x25 mm și rezoluție 81p/ mmare obtin-abil. Un sistem similar de camere este descris de Meniger și Buntenbach [1957]. Bulpitt [1968] a descris evoluțiile sistemului de camere TRW, care a inclus un tub care avea o treaptă de amplificare a intensificatorului în cascadă, urmată de o secțiune focalizată pe proximitate și o fereastră de ieșire cu fibră optică. Filmul fotografic a fost apăsat pe această fereastră de ieșire, iar numărul de fotoni care sosesc la acest film pentru fiecare fotoelectron primar a fost de aproximativ 600 de ori numărul corespunzător din tubul cu o singură etapă cu optică convențională și fără intensificare a imaginii.
Fig. 8.4. Diagrama tubului datorată lui Reíd și Niklas [1959] (lungime aprox. 35 cm).

Reed și Niklas [1959] au dezvoltat un tub focalizat electrostatic multielectrod în care electrozii erau cilindri coaxiali scurti Ct, C2 etc. iar fotocatodul PC și ecranul fosfor P erau plane (1 ig. 8.4). A fost folosit un sistem de deviere magnetică. Obturatorul era o plasă M în apropierea fotocatodului și putea fi acționat prin puși cu o amplitudine de ~ 10 V și a dat timpi de expunere până la 10 ns. Rata maximă de încadrare a fost limitată la 106 fps de sistemul de deviație magnetică D. O rezoluție a imaginii de lOlp S-a obţinut /mm.
Glvot, Driard și Sirou [1966], Güyot, Kaplan și Baloskovic [1967] și Güyot, Kaplan, Domalain, Lamvrrague și Durant [1968] au dezvoltat un tub de plasă focalizat electrostatic cu deflexie electrostatică D (Fig. 8.5). Obturatorul era de ~ 400 V și putea fi aplicat pe rețeaua M sau următorul electrod E. Acest electrod a fost ținut la o potență mai mică decât rețea pentru a preveni orice electroni secundari produși de coliziunile la rețea să ajungă la ecranul fosfor de ieșire. S-au obținut timpi de expunere de 20 ns. Un tub similar care încorporează un intensificator de imagine în cascadă a fost produs cu fiecare treaptă a intensificatorului focalizată magnetic printr-o bobină scurtă.
Fig. 8.5. Diagrama tubului datorată lui Guyot, Driard și Sirou [1966] (lungime aprox. 12 cm).
Gavganen, Diamant, Iskoldski, Nesterikhin și Fedorov [1968] au descris pe scurt un tub obturator cu plasă cu un sistem de deviere electrostatică. Timpul minim de expunere a fost de 10 ns și s-au obținut patru cadre de 120 x 120 elemente.
Charles, Wendt și Carvennec [1968] au descris un tub similar cu cel dezvoltat de Stoudenheimer, cu excepția faptului că plasa a fost

înlocuită cu un electrod inelar. Cel mai scurt timp de expunere a fost de 3 ns și sistemul a dat nouă cadre

8 2. TUBURI CU PLASĂ FOCALIZATĂ MAGNETIC

Mandel [1962] a dezvoltat un tub obturator cu plasă care a fost focalizat în buclă într-un câmp magnetic uniform (Fig. 8.6), plasa M! era aproape de PC-ul fotocatodului și pușii de amplitudine de 10 V erau suficiente pentru a acționa obturatorul. Penetrarea câmpului electric axial puternic prin deschiderile de plasă a cauzat colectarea unui curent apreciabil atunci când plasa era ținută la o

/ / // / y / / / / X /Z]
K. MlM2D
:
!

v////////////\

Fig. 8 6. Diigrim tubului datorat lui Mandel [1961] (lungime aprox. 25 cm).

potențial scăzut. Această problemă a fost suprasolicitată prin utilizarea unei a doua plase M2 pentru a ecrana electrostatic prima plasă de restul tubului. Prezența acestei a doua ochiuri a redus, de asemenea, toleranțele asupra formei obturatorului pentru a oferi o rezoluție bună. Tuburile ulterioare au incorporat un intensificator de imagine TSEM. Tubul a fost folosit de Magyar și Mandel [1963] pentru a studia interferența dintre laserele independente.

§ 9. Utilizarea intensificatoarelor de imagine convenționale ca obloane de mare viteză

Mai mulți lucrători au investigat funcționarea intensificatoarelor convenționale de imagine ca obturatoare de mare viteză. Sistemul de obturare este de obicei conținut în prima etapă a tubului și aplicațiile sunt de obicei ca camere cu o singură expunere.

Ruggles, Slark și Woolgar [1963] au descris metode de obturare a unui intensificator de imagine TSEM (transmission secundare electron émission) cu cinci trepte. Pușii de declanșare au fost aplicați fotocatodului pentru a-l comuta la potențialul de funcționare corect. În mod obișnuit, au fost utilizate impulsuri cu amplitudine de 2 kV și durată de 2 ps. Din păcate, orice capacitate rătăcită a trebuit să fie încărcată prin rezistența ridicată a fotocatodului și acest lucru a limitat rata la care potențialul de la suprafața fotocatodului putea fi schimbat. Pentru a suprasolicita acest lucru, o plasă a fost fixată peste fotocatod în exteriorul tubului și conectată electric la fotocatod (Fig. 9.1). Capacitatea dintre această plasă și fotocatod a deviat rezistența fotocatodului și au putut fi aplicate impulsuri cu timp scurt de creștere. Alternativ, fotocatodul poate fi depus pe un substrat conducător.

Aceeași metodă de cofrare a fost folosită de Bradley, Higgins și Key [1970]. Un eclator declanșat de laser a furnizat impulsul pentru a închide un intensificator în cascadă în patru trepte. Tonul de expunere a fost de ~1,5 ns.

Fig. 9.1. Metoda de declanșare a unui intensificator de imagine.

Emberson [1962. 1967] a folosit două metode de închidere TSEM și intensificatoare în cascadă. Pușii au fost fie aplicați pe fotocatod cu o plasă externă sau un substrat conducător așa cum s-a descris mai sus,

fie pe unul dintre electrozi din prima etapă a tubului. În caz contrar, acest electrod a fost polarizat la o potențială sub cea a fotocatodului.
Ambele metode de obturare suferă de dezavantajul că forma și dimensiunea obturatorului trebuie controlate cu atenție pentru a satisface condițiile de focalizare ale tubului.
O altă problemă atunci când se folosesc intensificatoare în cascadă este că există o emisie termică de la fotocatozii următori chiar și atunci când obturatorul este închis pentru a preveni trecerea electronilor din primul fotocatod prin tub. Foarte puțină astfel de emisii termice apare în tuburile TSEM. Emberson a demonstrat capacitățile de câștig ale sistemelor prin fotografiarea unei bomboane folosind un intensificator TSEM cu o expunere de 150 ns. Efectul formei puise asupra timpului de expunere a fost studiat de Barrault și Кеке/ [1969].
§ 10. Metode de depozitare
Dezvoltarea camerelor de scintilație pentru utilizarea în fizica nucleară a condus la necesitatea unui sistem capabil să stocheze imaginile scintilației.

urmărește în timp ce circuitele electronice asociate au determinat dacă imaginile conțineau informații utile și dacă ar trebui sau nu înregistrate.
10.1. DEPOZITARE ECRAN FOSFOR
O metodă potrivită pentru stocarea imaginii a fost utilizarea a două tuburi de imagine în serie. Primul dintre acestea avea un ecran cu fosfor de ieșire cu rezistență lungă pe care era stocată imaginea, iar al doilea tub a fost folosit ca obturator pentru a selecta evenimentele necesare. De asemenea, a fost necesar să se utilizeze tuburi de imagine deoarece cantitatea de lumină din pistele de scintilație era foarte mică. Perl și Jones [1962] au revizuit multe tuburi de imagine disponibile în acest scop. Anderson, Goetze și Kanter [1962] au descris un sistem de stocare cu ecran cu fosfor folosind două intensificatoare de imagine TSEM. Hill, Caldwell și Schluter [1962] au folosit ecran de fosfor Storage urmat de un intensificator orthicon; o cameră de televiziune care încorporează un intensificator de imagine
10.2. STOCARE DINAMICĂ A IMAGINILOR ELECTRONICE
Perl și Jones [1962] și Hill, Caldwell și Schluter [1962] au discutat despre o modalitate alternativă de stocare a imaginilor. Aceasta a implicat introducerea unui spațiu lung de deriva de electroni între fotocatod și obturator într-un tub de imagine focalizat pe buclă magnetică. Imaginea Stocarea sau întârzierea a fost asigurată de timpul de zbor al electronilor prin acest spațiu de deriva. McGee [?962] a sugerat un aranjament practic și acesta a fost dezvoltat de McGee, Beesley și Berg [1966], Berg, Smith și Prosser [1966] și Smith [1968, 1969].
Dispozitivul este prezentat schematic în Fig. 10.1. Tubul de imagine are ~ 70 cm lungime. Fotoelectronii care părăsesc fotocatodul PC sunt accelerați de un câmp electric axial printr-o plasă Mχ într-o secțiune de deriva metalică tubulară D care este ținută la o potențială fixă PD (~ 100 V). Timpul de zbor al electronilor prin această secțiune de deriva este de ~ 100 ns. Obturatorul este o a doua plasă M2 care poate fi deschisă sau închisă prin aplicarea potențialelor pozitive sau negative față de cea a fotocatodului.

Imaginea electronică a fost „focalizată cu forța brută” (§3.5) prin intermediul unui câmp magnetic axial puternic. Nu este posibilă focalizarea în buclă a imaginii (§ 3.4) deoarece variația timpului de tranzit al electronilor cauzată de distribuția energiilor de emisie este de ~ 0,5 ns, în timp ce timpul pentru un electron pentru a finaliza o buclă într-un câmp magnetic de ~ 250 gauss este ~ 1,4 ns. Astfel, timpul de tranzit nu poate corespunde unui număr integral de timpi de buclă pentru toți electronii. Totuși, dacă câmpul magnetic este suficient de mare, de exemplu ~ 600 gauss, diametrul bolii de confuzie este de ~ 0,1 mm și astfel se poate obține o calitate adecvată a imaginii. Electronii care au trecut prin rețea M2 au fost accelerați la o energie cinetică ridicată și au produs imaginea de ieșire pe ecranul cu fosfor P.
Obturatorul putea fi controlat prin modificări potențiale de ~ 10 V, dar s-a constatat că timpul de expunere obținut atunci când s-au aplicat pulsi scurti pe plasă, era o funcție de energiile de emisie ale electronilor particulari, fiind mai scurt pentru electronii cu energie de emisie mai mică. . Acest lucru limitează rezoluția în timp a obturatorului și s-a constatat că acest efect poate fi redus a) prin scăderea timpului de tranzit al electronilor prin regiunea din vecinătatea rețelei obturatorului prin existența unui câmp electric mare între secțiunea de deriva și rețea. și b) prin utilizarea pușilor cu timpi de creștere și de coborâre cât mai scurti posibil.
Diferența de timp de zbor prin secțiunea Stocare pentru electroni cu diferite energii de emisie limitează, de asemenea, rezoluția în timp. S-a constatat că atunci când timpul de expunere a fost de 1 ns, fluxul de electroni închis conținea 85 °, din electroni care au fost generați în 1 ns la fotocatod.
Electronii care nu au trecut prin rețeaua M2 au fost reflectați și returnați prin secțiunea de deriva. Dacă potențialul la rețea M¡ a fost schimbat la o valoare negativă înainte ca acești electroni să ajungă la ea, ei au fost din nou reflectați și întors către rețeaua obturatorului M2. Electronii erau acum prinși între cele două rețele și călătoriau înainte și înapoi prin tub. Un al doilea impuls a fost aplicat pe rețeaua obturatorului întârziat cu aproximativ un timp de tranzit de electroni dublu față de primul și a permis o a doua probă sau expunere din fluxul de electroni. Folosind un set de impulsuri de declanșare sincronizate corespunzător, s-au obținut o serie de expuneri ale evenimentului.
A fost necesar să se includă un sistem de deviere după plasa obturatorului pentru a separa spațial imaginile cu electroni înainte de a ajunge la ecranul fosfor de ieșire. S-a folosit o pereche de plăci de deviere DP și combinația dintre câmpul magnetic axial B și câmpul electric transversal E a provocat o deviație într-o direcție paralelă cu planul plăcilor. Velocitatea de deviere este dată de EB. Deviația este gixen prin produsul acestei viteze cu timpul de tranzit prin plăci și deoarece acesta din urmă depinde de poziție.

dintre electronii dintre plăci, electronii din apropierea plăcilor la potențialul mai mare sunt deviați mai puțin decât cei din apropierea celuilalt piate.

Principalele avantaje ale stocării imaginii dinamice sunt a) deși probele prelevate din fluxul de electroni pot fi la o distanță de doar 1 ns, impulsurile obturatorului trebuie aplicate doar la intervale de un timp de tranzit dublu (~ 200 ns), b) în mod similar, sistemul de deviație funcționează cu un timp de tranzit dublu între expuneri și c) timpul inițial de tranzit al electronilor permite o sincronizare ușoară a camerei cu evenimentul.

Fig. 10.2. O serie de expuneri unice ale unei scântei electrice în aer. Timpii sunt setările de pe circuitul de control al întârzierii (ns).

Aceasta din urmă este demonstrată de Fig. 10.2 care prezintă o serie de expuneri unice ale unei mici scântei electrice în aer pe măsură ce întârzierea dintre descărcare și aplicarea impulsului declanșatorului a fost variată. Timpii indică setarea pe circuitul de întârziere (în ns) care a controlat întârzierea dintre detectarea evenimentului și acționarea obturatorului. Funcționarea dispozitivului ca cameră de încadrare a fost testată prin fotografiarea unei urme de osciliscop în timp ce trecea pe ecran. Expunerile cu o rată de încadrare de 5 x 108 fps au fost obținute de Smith [1969].

Multe dintre tuburi au încorporat un intensificator de imagine în cascadă, iar densitatea de curent în tub a fost scăzută, astfel încât încărcarea spațială și efectele rezistenței fotocatodice nu au fost la fel de importante ca în multe alte sisteme. Rezoluția spațială a fost de ~ 10 Ip/mm și dimensiunile imaginii au fost 2 x 0,7 cm2 pentru o singură expunere și 0,7 x 0,5 cm2 pentru o serie de cadre. Rezoluția în timp în imaginea finală a unei serii a fost la fel de bună ca și în prima, deoarece, deși electronii cu energii de emisie mai mari au călătorit mai repede prin secțiunea de deriva și au introdus o dispersie în timp, ei au călătorit mai departe în

decelerarea câmpului atunci când erau reflectate la o plasă și henee a durat mai mult să se odihnească. Prin proiectare adecvată a fost construit un sistem compensat.

10.3. O METODĂ ALTERNATĂ DE DEPOZITARE DINAMICĂ

Un dispozitiv similar care folosea un spațiu de deriva a fost investigat de Bradley și Majumdar [1966], Fig. 10.3. Tubul a fost focalizat de un câmp magnetic uniform puternic. Fotoelectronii din fotocatodul PC au trecut printr-o gaură dintr-o placă metalică AP. Dincolo de această deschidere piate era o

Fig. 10.3. Principiul funcționării tubului datorat lui Bradley și Majumdar [1966] -(lungime aprox. 40 cm).

spațiu de deriva definit de două plăci de deviere paralele DP menținute la potențiale diferite. Deviația produsă de combinația dintre câmpul electric transversal E și câmpul magnetic axial B a fost paralelă cu plăcile. Obturatorul a fost o plasă M care a fost ținută inițial la o potențială negativă adecvată și astfel fluxul de electroni a fost reflectat. Piața de deschidere a fost, de asemenea, menținută la o potențială negativă, iar fluxul de electroni care se întoarce a fost din nou reflectat. Deviația este întotdeauna în aceeași direcție deoarece este o funcție a lui E л B/|B|2. Electronii au putut trece prin deschidere datorită câmpurilor electrice puternice de pe ambele părți ale acesteia. Între reflexiile ulterioare, imaginea electronică a fost deviată progresiv și când tot fluxul de electroni a trecut prin deschidere, obturatorul a fost deschis. Fluxul de electroni ABC a trecut prin A, fluxul CDE prin C și fluxul EF prin E. În acest fel, s-a

obținut o serie de expuneri la o rată de încadrare ridicată folosind un singur obturator. O limitare serioasă a acestui sistem a fost că câmpul electric dintre plăci a făcut ca diferite părți ale imaginii să treacă cu viteze diferite și a limitat posibila rezoluție în timp.

§ 11. Tuburi de imagine biplanare
Recent, a existat un interes reînnoit pentru tubul de imagine de tip Holst. Healey și Owren [1967] compară proprietățile tubului biplanar cu cele ale altor tuburi de imagine. Tuburile biplanare modem pot fi realizate cu fotocatozi cu suprafață mare și ecrane cu fosfor cu o separare de
Fig. 11.1. O secvență de opt cadre de două descărcări simultane de spațiu de aer. Timpul de expunere a fost de 5 ns, iar timpii de cadru relativi sunt: 0, 0,5, 1,0, 1,5, 2,5, 3,5, 4,5 și 6,5 µ5.

câteva millimétrés și dau o rezoluție de ~ 201p/mm pe suprafețe de ~ 10 cm în diametru. Rezoluția este uniformă pe câmp și nu există distorsiuni. Câmpul electric ridicat necesar pentru a da o rezoluție adecvată (§3.1) face ca încărcarea spațiului să nu fie importantă și, de asemenea, face ca tuburile să fie insensibile la câmpurile electrice și magnetice parazite externe. Obturatorul este controlat prin aplicarea potențialului de lucru al tubului pentru timpul de expunere necesar. Tuburile de imagine biplanare pot fi folosite doar pentru a oferi expuneri unice, deoarece nu există posibilitatea de a încorpora un sistem de deviere. Scurgerea luminii prin tub poate fi o problemă serioasă, dar deoarece lumina care trece este de obicei cu lungime de undă > 5000 Â un filtru de blocare roșu poate fi folosit pentru a preveni această lumină să ajungă la fotografia piate. Fig. 11.1 prezintă o serie de expuneri efectuate cu timpi de expunere de 5 ns, Healey și Owren [1967].
Eschard și Polaert [1968a, 1968b, 1969] descriu o serie de dispozitive biplanare care au fost realizate prin fabricarea separată a ecranului cu fosfor și a secțiunilor fotocatodice și apoi unind cele două părți împreună. Sunt descrise tuburi cu diametre de până la 12 cm și cu o rezoluție de 18 Ip/mm. Ei descriu, de asemenea, un tub în două etape care are un ecran de multiplicare fosfor-mica-fotocatod în cascadă și o fereastră de ieșire cu fibră optică.
Aranjamentele experimentale pentru a da expuneri între 5 și 500 ns sunt discutate de Bacci și Marilleau [1968]. Când se folosește tubul cu două trepte, a doua treaptă este activată pentru o perioadă scurtă de timp, astfel încât lumina să ajungă la filmul de înregistrare doar în timpul de dezintegrare a primului ecran de fosfor, deoarece acest lucru reduce fundalul. Laviron și Bacci [1968] descriu utilizarea acestor tuburi biplanare într-un sistem de linii de transmisie potrivite și arată expuneri de ~ 1 ns și indică faptul că ar trebui să fie posibilă dezvoltarea unui sistem care să ofere un timp de expunere de 0,3 ns. Generatoarele de impulsuri utilizate în acest sistem sunt descrise de Baco și Blanchet [1968].
§ 12. Sisteme Multichaimel
Sistemele de expunere multiplă considerate până acum au fost capabile să facă mai multe expuneri într-un singur tub. O abordare alternativă este utilizarea mai multor tuburi de imagine cu o singură expunere în

paralel unul cu celălalt. Fiecare canal produce propria sa imagine de ieșire și poate primi lumină de la eveniment fie prin propria lentilă obiectiv, fie de la un sistem de separatoare de fascicul care urmează un singur obiectiv. Prima metodă suferă de paralaxa a imaginilor, iar cea de-a doua de pierderi de lumină la separatoarele de fascicul. Tuburile de imagine pot fi fie închise în momente diferite, fie în același timp, dar cu optica diferită! căi între eveniment și fiecare tub.

Nesterikhinand Komelkov [1959] a descris folosirea lui Sever! Tuburi PIM3 într-un sistem multicanal și au obținut expuneri de 15 ns cu intervale de 20 ns între ele.
Utilizarea tuburilor de imagine biplanare într-un sistem multicanal este discutată de Healey și Owren [1967] și Bacci și Marilleau [1968]. Huston [1966] a folosit tuburi de diode focalizate electrostatic (§8.1) în șase canale separate, dar distorsiunea pernușului de serion din aceste tuburi a fost o problemă. Un sistem multicanal a fost folosit de Vorobjev, Iskoldski,
Fig. 12.1. A (structură cu 2 puncte laser rubin comutate în funcție de timp. Axa verticală oferă timpul în ns, iar axa orizontală oferă atenuarea (scara log.) în fiecare dintre canale.

Grugliakov, Nesterikhin și Stchelev [1968] pentru a studia formarea unui gigant laser rubin puise. S-au folosit opt canale și s-a aplicat un singur obturator pe tuburi prin cabluri de diferite lungimi. Nu au fost folosite lentile obiective, deoarece lumina laser a fost doar foarte puțin divergentă. Lumina a trecut printr-o serie de separatoare de fascicul în formă de pană care direcționau lumina reflectată către fotocatozii tuburilor de imagine. Deoarece a existat o schimbare mare a luminozității (1 : 107) în timpul formării laserului gigant, au fost introduse atenuatoare în fiecare canal pentru a preveni supraîncărcarea fotocatozilor. Suporturile de aluminiu ale ecranelor cu fosfor erau neobișnuit de groase pentru a preveni trecerea luminii laser. Un avantaj al sistemului multicanal față de camera cu cadre multiple este că atenuarea intensității poate fi introdusă în fiecare canal și pot fi acceptate schimbări mari de luminozitate în timpul evenimentului. Fig. 12.1 prezintă formarea unui laser gigant.
Gavganen, Diamant, Iskoldski, Nesterikhin și Fedorov [1968] au descris un sistem multicanal bazat pe un tub cu doi electrozi focalizat electrostatic. Fotocatodul a fost depus pe un substrat conducător, iar electrozii și conductorii au fost proiectați astfel încât Irecvența lor rezonantă să fie > 1000 Mc/s. Timpul minim de expunere a fost de 0,5 ns și au existat opt canale separate cu atenuatori în fiecare canal. Au fost folosite obiective separate și ar putea fi aranjate pentru a vizualiza evenimentul din direcții diferite. A fost descris un sistem pentru fotografiarea evenimentelor cu nivel scăzut de lumină și a constat din patru canale urmate de un singur intensificator de imagine în cascadă.
Referințe
Referințele la Proceedings of the International Congresses on High Speed Photo-tography au fost prescurtate după schema dată de Courtney-Pratt [1957]. HSP2, 1956, Actes Deuxième Congrès International de

Photographie et de Cinématographie Ultra Rapides, Paris, 1954, eds. P. Naslin și J. Vivie (Dunod, Paris).
HSP3, 1957, Proceedings of the Third International Congress on High Speed Photog-raphy, I ondon, 1956, ed. RB Collins (Butterworths, Londra).
HSP4, 1959, Kurzzeitphotographie IV, Internationaler Kongress für Kurzzeitphotographie und Hochfrequenzkinematographie, Kôln, J 958, eds. H. Schardin și O. Helwich (Verlag Dr. Othmar Helwich, Darmstadt).
HSP5, 1962, Proceedings ofthe Fifth International Congress on High Speed Photography, Washington, 1960, ed. JS Courtney-Pratt (Society of Motion Picture and Television Engrs., New York).
HSP6, 1963, Proceedings of the Sixth International Congress on High Speed Photography, Haga, 1962, eds. JGA de Graaf și P. Tegelaar (Tjeenk Willink, Haarlem).
HSP7, 1967, Kurzzeitphotographie VII, Internationaler Kongress für Hochfrequenzkinematographie, Zürich, 1965, ed. O. Helwich (VerlagDr. Othmar Helwich, Darmstadt).
HSP8, 1968, Proceedings of the Eighth International Congress on High Speed Photography, Stockholm 1968, eds. NR Nilsson și eu Hôgberg (Wiley, New York și Almqvist și Wiksell, Stockholm).
П]

Anderson. AF. GW Goetzi și H. Kanier, 1962, HSP5, 95.
Bacci, H. și H Br anchet, 1968, L'Onde Electrique 48, 430.
Bacci, H. și J. Marilleau, 1968, HSP8, 57. Barnslfy, DA, 1962, HSP6, 341.
Barrault, MR și M. M. Kekez, 1969, J. Sci. Instr. (J. de Phys. E) Seria 2, 2, 1041. Basov, Ni G., Yu. A. Drozhbin, VV Nikitin, AS Senenov, BM Stepanov și
VA, Yakovlev, 1968, HSP8, 33.
Berg, AD, RW Smith și RD Prosser, 1966, Advan. Electron. Electron. Fiz. 22B, 969.
Bradlfy, DJ și S. Majumdar, 1966. Advan Electron Electron Phys. 22B, 985. Bradley, DJ, J F. Higgins și M. H Key, 1970. Appi. Fiz. Scrisorile 16, 53. Bulpitt, TH, 1968, HSP8, 31.
Butslov, MM, EK Zavoisky, AG Pt akhov, GE Smolkin și SD P\nchenko, 1959, HSP4, 230.
Charles, DR, G. Wendt și F. Lf Carvennfc, 1968, HSP8, 51.
Chippendale, RA, 1952, Phot. J. 92B, 149.
Coleman, KR, 1963, Rep. Prog. Fizi 26.269.
Courtney-Pratt, JS, 1949, Research (Londra) 2, 293.
Courtney-Pratt. JS, 1952, Fotografie. J. 92B, 137.
Courtney-Pratt, JS și DP C Thackeray, 1957, J. Phot. Sci. 5, 32.
Courtney-Pratt, JS, 1957, Rep. Prog. Fiz. 20, 379.
Courtney-Pratt, JS, 1962, HSP5, 197.
Dubovic, AS, 19ΰ5, Photographie Recording of High-Speed Processes, NASATechni-cal Translation TT F-377.
Emberson, DL, 1962, IRE (Inst. Radio Engr.) Trans. Nucl. Sci. NS-9, 107. Emberson. DL, 1967, HSP7, 454.
Erez, A. și S. Eylon, 1962, HSP6, 333.
Eschard, G. și R. Polaert, 1968a, HSP8, 54.
Eschard, G. şi R. Polaert, 1968b, L'Onde Electronique 48, 426.
Eschard, G. şi R. Polaert. 1969, Advan. Electron. Electron. Fiz. 28B, 989. Eschard, G. şi J. Grai, 1969, Advan. Electron Electron. Fiz. 28A, 499. Fanchenco, SD. 1961, Pribory i Techn. Ekperim. L 5.

Fellgett, P., 1958, în: Utilizarea prezentă și viitoare a telescoapelor de dimensiuni moderate, ed. FB Wood (University of Pennsylvania Press) p. 51.
Garfield, BRC, JR Folkes și BT Liddy, 1969, Advan. Electron. Electron. Fiz. 28A. 375.
Gavganen, LV. LM Diamant, AM Iskoldski, Yu. E. Nesterikhin și VM Fedorov, 1968, HSP8, 4L
Gibson, FC, ML Bowser, CW Ramaly și FH Scott, 1954, Rev. Sci. Instr. 25, 173.
Goss, W., 1962, HSP5, 137.
Grover, FH 1961, J. Sci. Instr. 38, 86.
Guyot, LF, B. Driard și F. Sirou, 1966, Advan. Electron. Electron. Fiz. 22B, 949.
Guyot, LF, B. Driard și P. Baloskovic, 1967, HSP7, 448.
Guyot, LF, D. Kaplan, M. Domalain, P. Lamarrague și M. Durant, 1968, HSP8, 47.
Healey, TJ și HH Owren, 1967, HSP7, 531.
Hill, DA, DO Caldwell și RA Schluter, 1962, Advan. Electron. Electron. Fiz. 16, 484.
Hogan, AW, 1951a, Proc. IR1 (Inst. Radio Engr.) 39, 268.
Hogan, AW, 1951b, J. Soc Motion Picture and Télévision Engrs 56. 635.
Holst, G, JH Deboer MC Teves și CI Vfenemous, 1934, Physica 1, 297.

Salut sfon, A. și F Walters, 1962, Advan. Electron. Electron. Fiz. 16. 249.
Bună STON, AE, 1964, Appi. Opta. 3, 1231.
Bună STON, AE, 1966, Advan. Electron. Electron. Fiz. 22B, 957.
Bună STON, \ E . 1967. HSP7, 93.
Bună Sion, AE și S Majumdar 1968, HSP8, 25.
Huston, AE, 1970. Proc. Al nouălea Congres Internațional de Fotografie de mare viteză, Denver, Colorado, august 1970 (Soc. oí Motion Picture and Televisión Engrs., New A ork) va fi publicat.
Jenkins, J. A and RA Chiupendai i 1951, J. Bi Inst Radio Engrs. 11. 505.
Jenkins, .1. A și RA Chippendale, 1953, Phillips Tech. Apoc. 14. 213.
Jones, RC, 1959, J. Opt. Deci pot. 49, 645.
King, R Á , 1955, IRE (Inst. Radio Engr.) Trans. Telemetrie și telecomandă 1RC-1, nr. 2, p. 8.
King, RW și JH Hett, 1961, J. Soc. Ingr. de film și de televiziune. 70, 270. Komelkov, VS, Yu. E Nesterikhin și M. I. Perigament, 1962, HSP5, 118.
K'iRobkin, V V. şi M. Schelev, 1968. HSP8, 36.
I aviron, E şi H. Bacci, 1968, HSP8, 61.
1 indi N, BR și PA Snell, 1957, Proc. IRE (Inst. Radio I nr.) 45. 513.
Li NN, GH, 1957, HSP3, 102.
Lunn, G H. și RA Chippendale, 1957, Electronic and Radio Engineer34, 156.
Mi Gee, JD, 1962, Some Problems in Photoelectronic Image Intensifiers for Use in High-Energy Physics, în: Proc. Symp. on Nuclear Instruments, Harwell, septembrie 1961, ed. JB Birks (Heywood and Company, Londra) p. 1.
McGee J D., J. Beesley şi AD Berg, 1966, J. Sci. Instr. 43, 153.
Magy ar, G. și LM andel, 1963, Nature (Londra) 198, 255.
Manoel L_, 1955, J. Sci Instr. 32, 405.
Mandel L¯1958, Pi oc. Fiz. Soc. (Londra) 71, 1037.
M andel L . 1959, Dar. eu Appi. Fiz. 10, 233.

Mandil. L, 1962, HSP5, 110.
Martone, M. şi S. 1 Segre 1962. I Sci. Instr. 39, 112
Meek, JM și RC Eurnock, 1952, Fotografie. J. 92B, 161.
Meniger, RC și K \\ 111 ntenback, 1957, IRE (Inst. Radio Engrs.) Convention Record, Part A . 88.
Nesti rikhin, A u. I: și A S. Komelkov, 1959. HSP4, 243.
Perl. M. L și IA\ Jones, 1962, HSP5, 98.
Pratt, 1. H., 1947. J. Sci. Instr. 24, 312.
Pratt, Г. H . 1948, Electron. ing. 20, 274, 314.
Prudenţă. MB și RA Colmer. 1968, HSP8, 21.
Trandafir. A., 1948, Adv. Electron. Electron. Fiz. 1, 131
Ri ed, WO şi W F. Niklas, 1959, J. Soc. of Motion Pictures and Televisen Engrs. 68, 1.
Reíd, CD, 1967, HSP7, 431.
Richards, M. A, 1952, Proc. Inst. Elee. E ngrs. 99 Pt. IIIA (Televisión) p. 729. Ruggles, PC, NA Si ark și A. G Woolgar 196?, HSP6, 362.
Saxe, R 1 și RA Chippendale. 1955, Brit. J. Appi. Fiz. 6 336
Saxe, RF, 1957. HSP3, 126.
Schaffernicht, W., 1948. Bildwandler, în: Fiat Review of German Science 1939-1946. Electronice, Pt. 1, eds. G. Georg și J. Zenneck (Oficiul Guvernului Militar pentru Germania, Agenții de Informații Tehnice, Wiesbaden, Germania) p. 79
Schagen, P., H. Bruining și J. C Frankcken, 1952, Phillips Res. Rep. 7. 119. Siegmund, W P., 1968, HSP8, 90.
Simonov. P. și A Kutl kov, 1962, HSP5, 123.
Smith, RW, 1968. HSP8, 18.

Smith, R. W, 1969, Adv. Electron. Fizica electronilor. 28B, 1011.
Stewart, GW și M. Wanieck, 1963, Rev Sci Instr. 34, 512.
Stoudenheimer, RG și J. C Moore, 1957. RC к Rev. 18, 322.
Tcrnock, RC, 1951, Proc. IEE (Inst. Elee. Ingr.) 98, Pt. II, p. 635.
Vorobjev, VV, A M. Iskoldski, și P. Grugliakov, Yu. E Nestirikhin și M. Ya. Stchelev, 1968. HSP8, 45.
Walters, F., RA Chippi ndalf și R P. Brown, 1963, IISP6, 357.
Wilcock, WL, DL Emberson și B. Weekley, 1960, IRE (Inst. Radio Engrs.) Trans. Nucl. Sci. NS-7, 126.
Zavoisky. EK și SD Fanchenko, 1956, Fizica sovietică. Doklady 1, 285.
Zwoisky. EK, M. M. Butsîov, AG Plakhov și GE Smolkin, 1957, J. Nucl. Energie U. 4. 340.
Zavoisky, EK și SD Fanchenko, 1965, Appi. Opta. 4, 1155.
ш

INSTRUMENTE DE OPTICĂ TEORETICĂ CUANTICE*

DE
MARLAN O. SCULLYf și KENNETH G. WHITNEY
Departamentul de Fizică și Centrul de Științe Optice, Universitatea din Arizona, Tucson, Arizona, SUA

* Lucrări susținute parțial de US Air Force (Oficiul de Cercetare Științifică) și parțial de US Air Force (Kirtland).
t Fellow John Simon Guggenheim.

CUPRINS

PAGINĂ

§ 1. Introducere

În ultimii câțiva ani, trei tehnici teoretice diferite au fost utilizate pe scară largă în problemele optice cuantice, adică matricea de densitate, funcția lui Green și tehnicile operatorilor de zgomot cuantic. Cu toate acestea, în timp ce mulți lucrători folosesc una sau alta dintre aceste abordări, majoritatea nu le includ pe toate trei în „cutiile de instrumente”. Scopul acestei revizuiri este de a oferi o discuție simplă despre fiecare, demonstrând unele dintre punctele forte și interconexiunile lor. Ne propunem să realizăm acest lucru tratând problema binecunoscută a unui singur mod al câmpului de radiație cuplat la un rezervor folosind matricea de densitate, funcția lui Green și abordările operatorului de zgomot cuantic. Acest lucru ne va permite să facem comparații simple între aceste abordări teoretice și să vedem clar cum oferă descrieri complementare echivalente ale interacțiunii rezervorului. De asemenea, vom comenta în două anexe matricea de densitate și descrierile funcțiilor lui Green pentru probleme mai complicate.

În ce mod diferă abordările teoretice ale varietăților? Unul are, în general, un sistem de bază de ecuații teoretice ale mișcării câmpului cuantic care descriu interacțiunile fundamentale care au loc la nivelul microscopiei. Din aceste ecuații de mișcare, se dorește să se obțină informații despre sistemul macroscopic cu mai multe corpuri. Din teoria macroscopiei se pot calcula ratele de relaxare și deriva, timpii de corelație, distribuțiile de probabilitate etc.

Conexiunea mecanică cuantică de bază dintre teoria macroscopiei și microscopiei este conținută în declarația care asociază evoluția în timp a unui observabil fizic cu evoluția în timp a unui operator ca medie asupra stării aleatoare inițiale a sistemului cu mai multe corpuri. Astfel, pentru câmpul de radiație, variabilele fizice sunt intensitățile (medii) ale câmpului, û(/) și a*(t), care sunt medii operatorului peste operatorul de densitate p la un moment inițial /θ, al anihilării, â , și crearea, « + , operatori; de exemplu,

$$a(t) = \langle a(/)\rangle = Tr(p(t0)\hat{a}(t)). \quad (1,1)$$

reprezintă trei abordări distincte ale problemei calculării momentelor operatorului, cum ar fi eq. (1.1) sau funcții de corelare, cum ar fi (â + (t')â(t)). Ideea pentru fiecare abordare este conținută în ec. (1.1). Să presupunem, pentru simplitate, că dinamica sistemului studiat este guvernată de Hamiltonianul independent de timp H. Pentru a determina dependența de timp a lui $\langle d(/)\rangle$, ecuația mișcării pentru u (¡n unități astfel încât /i — 1))

d'^ = il H.   (1.2)

aprins

care se cuplează â cu variabilele unui sistem atomic (rezervor), trebuie rezolvate şi mediate - sau invers. Ec. (1.2) poate fi rezolvată

în termenii operatorului de translație în timp, U, care satisface ecuația mișcării,
idtU(t,t0) = (1,3)
alaturi de conditia initiala U(t0, /0) = 1. O solutie formai a eq. (1.2) este
â(t) = U+(t,t0)â(t0)U(t,t0), (1.4)
unde, pentru cazul particular al unui Hamiltonian independent de melodie, U poate fi exprimat ca (7(/, t0) = exp { — ïH(t—t0)}. ù este un operator unitar astfel încât Î7 + (t, t0) = Л = exp /,.).!
Când eq. (1.4) este substituită în ecuația (1.1), se constată că
a(l) = Tr {U + (t, (t, la)p(^o)}·(1-5)
La folosirea în eq. (1.5) a proprietății ciclice a urmei, se poate deplasa focalizarea atenției de la â(t) în ec. (1.1) la matricea de densitate p(r) după cum urmează:
a(t) = Tr {â(t0)U(t, tQ)p(tQ)U+(t, /„)}
= Ti \â(t0)p(t}}. (1.6)
Ec. (1.6) implică faptul că matricea densității satisface ecuația „Schrodinger”,
(1,7) dt
Așa cum este exprimat în termenii jargonului mecanic cuantic obișnuit, schimbarea dependenței de timp de la ά(/) la p(t) ia unul de la Heisenberg la imaginea Schrôdinger.
Elementele primare ale fiecăreia dintre cele trei abordări care au fost concepute pentru calcularea momentelor și a funcțiilor de corelație din punct de vedere mecanic cuantic sunt afișate în ecuații. (1.2)—(1.7). Teoria matricei de densitate este o abordare care pune accent pe statistica! partea calculelor. Unul în primul rând

rezolvă eq. (1.7) într-un fel pentru p, operatorul de densitate care este comun tuturor operațiunilor de mediere. Se obține apoi valoarea medie a unui operator sau a unui produs operator ca pas secundar (ecuația (1.6) de exemplu) a analizei, p oferă un punct de vedere probabilistic valoros din care să se considere multi-bod> și, în special, interacțiunea rezervorului.
A doua abordare este sugerată de ec. (1,5). În această a doua așa-numită abordare a funcției lui Green, accentul este pus pe U mai degrabă decât pe â sau pe p. Se introduce (fictiv) forțe externe, variabile în timp, care acționează asupra sistemului studiat. U devine apoi un funcțional al acestor forțe. Pe măsură ce acestea variază, sistemul răspunde (în timp ce interacționează cu alte sisteme) și se pot măsura proprietățile macroscopice. Cu toate acestea, pentru a explora pe deplin toate statisticile! şi proprietăţile dinamice ale sistemului, trebuie să cercetăm tranziţia G -> t separat de tranziţia t -» t0 ca o matematică pur formai! dispozitiv. Vom intra în mai multe detalii despre această procedură mai târziu. Pentru acei cititori care sunt obișnuiți să gândească în termeni de Heisenberg, Schrôdinger și imagini de interacțiune, ar putea exista o oarecare confuzie cu privire la matematică! formularea acestei teorii. În Anexa I discutăm despre dependența de timp a statelor, operatorilor și matricelor de densitate, pentru a clarifica matematica! relaţiile celor trei abordări.
A treia abordare, teoria operatorului de zgomot cuantic, se ocupă la nivelul operatorului de dinamica interacțiunii sistem-plus-rezervor. Astfel, de exemplu, atunci când câmpul de radiație este cuplat la un rezervor, eq. (1.2) poate fi transformat într-o ecuație de mișcare cu

operator de zgomot cuantic. Această ecuație încorporează efectele de macroscopie și microscopie (zgomot) ale rezervorului în eq. (1.2) ca termeni de amortizare-plus-deplasare de frecvență și, respectiv, forțe Langevin. Deoarece forța Langevin apare în mod explicit, această ecuație a mișcării oferă o perspectivă fizică asupra naturii ecuației. (1.1) procedura de mediere. Teoria operatorilor de zgomot cuantic subliniază aspectele fundamentale ale teoriei dinamice a microscopiei prin lucrul cu ecuații de mișcări cu operator nemediu cuplat. Acest lucru poate duce la anumite matematici! dificultăți; pentru eq. (1.2) trebuie rezolvată în general împreună cu alte ecuații ale mișcării operatorilor. Ec. (1.7) aparent reprezintă o economie analitică prin înlocuirea mai multor ecuații de mișcare cu operatori cuplati cu o ecuație de mișcare pentru matricea densității. O punte între analizele â(t) și p(t) este oferită de U. Astfel, se poate anticipa că teoria funcției lui Green constituie o punte între teoria operatorilor de zgomot cuantic și teoria matricei de densitate.
Pentru a rezuma, ecv. (1.1)–(1.7) sugerează trei abordări ale problemei analizei statisticii! și proprietățile dinamice ale unei interacțiuni cu mai multe corpuri. Se poate lucra cu operatorul ecuații de mișcare pentru â(t) și

când unul dintre sistemele cu care interacționează modul de radiație este un rezervor, coordonatele rezervorului pot fi eliminate și aceste ecuații devin ecuații de mișcare ale operatorului de zgomot cuantic. Alternativ, se poate folosi relația Tr {p(/0)й(г)} = Tr {p(/)dj0)} și se poate limita atenția la rezolvarea ecuației matricei de densitate a mișcării. Această abordare dă starea statistică a modului de radiație și este deosebit de convenabilă pentru a calcula, în teorie, orice moment al variabilelor â și â +. A treia abordare este sugerată de ec. (1.5) și este denumită interschimbabil teoria funcției lui Green, Z-funcțională sau abordarea timpului înainte-înapoi. Această din urmă terminologie va deveni clară atunci când va fi văzută în context.
Modul de radiație simplu, interacțiunea réservoir pe care o vom folosi pentru a compara și contrasta cele trei abordări teoretice de mai sus constă dintr-un singur oscilator de armonie cu frecvența ωα0 (un singur mod al câmpului de radiație) cuplat la un ansamblu de osciliatori de armonie (de exemplu, fononi), care au frecvențe apropiate {ωA.} (Gordon, Walkfr și Louisell [1963]). Singurul oscilator, cu hamiltonian, Hs = oja0â+ â, este considerat a interacționa cu rezervorul osciliatorilor, având hamiltonian, HR = У_кHк = ^kœkhk bk, prin evenimente unice de emisie și absorbție: И = ^к(кк a* bk + ккьк â). În această problemă, atunci [bk] este rezervorul și â sistemul al cărui comportament sub influența lui [bk] va fi discutat din punct de vedere al matricei de densitate, al funcției lui Green și al operatorului de zgomot cuantic.
Această recenzie este construită în felul următor. Cea mai extinsă și familiară dezvoltare în optica cuantică a fost teoria matricei densității și, prin urmare, o revizuim mai întâi. Continuarea firească, deși mai puțin familiară, a p-story este oferită de dezvoltarea teoretică care se bazează pe funcția lui Green sau pe partiția generalizată funcțional Z. Z compléments p theory for mathematica! procedurile sunt inversate. În teoria Z, distribuția probabilității este construită din momentele și funcțiile de corelație, mai degrabă decât invers. În continuare, este dată o analiză a ecuațiilor

operatorului de mișcare care leagă toate discuțiile precedente într-o formulă, ecuația operatorului de zgomot cuantic de mișcare. Modul de radiație este prezentat a fi un oscilator de armonie amortizat condus de un curent de zgomot gaussian aleatoriu. Pentru un proces Markov, acest curent de zgomot este o forță Langevin randomizată care acționează asupra modului de radiație. Toată teoria matricei de densitate, Z-funcțională și teoria operatorilor de zgomot cuantic pentru modul de radiație se aplică și pentru sistemele atomice. Scopul acestei lucrări se dorește a fi pedagogic! în natură. Nu este intenția noastră să acordăm credite sau să furnizăm o bibliografie exhaustivă; în schimb, trimitem cititorul la acele lucrări pe care le-am găsit utile.

§ 2. Teoria matricei densităţii

Fizica unei interacțiuni sistem-rezervor poate fi cel mai bine apreciată dacă este văzută mai întâi dintr-o versiune ușor revizuită a modelului {â, {bk}} (Scully și Lamb [1967]). Modelul [â, {5t}} este o descriere idealizată a unui mod de radiație, interacțiune cu rezervor. În esență, modelul {â, {bk}} demonstrează efectul de randomizare (amortizare) asupra modului de radiație al unui ansamblu spațial incoerent de atomi sau fononi. Punctul important este că fiecare fonon sau atom din varietatea bk va avea o frecvență caracteristică diferită wk ca urmare a neomogenității spațiale. Aceste diferențe de frecvență sunt produse de interacțiunile interatomice ale atomilor situați aleatoriu. Acest model este tratat în detaliu în Anexa H. O completare interesantă și, în unele privințe, mai simplă la acest model este oferită de unul în care aleatorietatea spațială a rezervorului este înlocuită cu o aleatorie temporală. Timpii de corelare și relaxare ai modului de radiație nu mai sunt atunci determinați de măsura incoerenței spațiale a sistemului atomic, ci de măsura incoerenței sale temporale. Relevanţa acestui {â. Modelul {bk}} față de cel original este că în gaze, în special, atomii sunt în mișcare aleatorie și incoerențe spațiu-timp nu sunt separabile. De altfel, merită să vedem că toate căile duc la teoria rezervorului de tip saine.

Să presupunem deci că toate sistemele bk nu interacționează și au aceeași distanță între niveluri, ω0. Imaginați-vă că modul de radiație oscilează fără pierderi într-o cavitate. Atomii bk vor fi injectați în cavitate cu o rată de w atomi pe secundă. Se va presupune că aceștia interacționează uniform cu modul pentru un timp δ/ cu forțe de cuplare identice, k0. Apoi ies din cavitate. În mod clar, atomii vor prelua energie din modul dacă sunt injectați în cavitate în starea lor inferioară (fond). Efectul unui astfel de fascicul este de a amortiza modul, adică de a oferi cavității un Q finit. În cele din urmă, epuizează modul de energie.

Scopul nostru este de a determina mișcarea seculară a matricei densității radiației, /, prin însumarea contribuțiilor incoerente ale atomilor. Fiecare atom schimbă energie cu modul de radiație prin „potențial”,

V' = κ*ь+ά + κοα + ΐ>.

Calculul matricei densității foliowing va fi efectuat în imaginea de interacțiune. Se va presupune că ω0 = ωα0; acest lucru va menține timpul V' independent. Când un atom intră în cavitate la momentul t, va schimba matricea densității pentru modul de radiație de la pr(t; â+, â) la o altă valoare la t + bt:

pT(t + 5t; â+,íi) = Tratompatom r(t tôf,â+,â) = Trapa,r.

Modificarea netă a pr este

δρΓ(í;ά + ,«) = pr(t + ôt; â + , â)—pr(t; â + , â).

Deoarece 5/ este mic, singura modalitate prin care modul poate fi amortizat este ca mulți atomi să acționeze asupra lui. Se va presupune că toate aceste interacțiuni atomice nu sunt corelate între ele. Când fasciculul atomic are o astfel de incoerență temporală completă, efectul N atomi asupra schimbării pr este de N ori efectul unui atom. Pentru o durată de timp Δ/ lungă în raport cu Ôt, dar scurtă în raport cu timpul de dezintegrare a câmpului (vjC?)1 (produsă de efectul cumulativ al fasciculului), p1 se modifică cu

M<) s NΔδρ'(í),

unde N& este numărul de atomi care trec prin cavitate în timpul Δ/. Acest număr este dat de w · Δ/; prin urmare, o derivată în timp „cu granulație grosieră” poate fi definită prin

= W)·

Л/

Pentru a calcula ópr, vom folosi soluția prin iterație la ecuația de mișcare a matricei de densitate a imaginii de interacțiune,

= -I[Γ, p-'(,)].

dt

Această soluție este

ρ- 'O+δí) = ρ··'(í)-í ·,ρ· Ίι)]

J t

+ (-i)2 f df I dt"[r, [V',pa'r(t)]]+ ....

J t J t

În plus. deoarece J" este independent de var.

ρ··'(í + δ0 = ρ··Γ(0-íδ.|> ' ,<· '(11'1 - W[l ' [l ',P* '(<)]]+... .

La începutul interacțiunii, pя'= pr(t)\g)(g\, unde \g) este starea fundamentală a atomului. Deoarece b|p> = <p|è + = 0, rezultă că Tr,[I , pa r(t)J = 0 și

Tra[i ',[i './-'ui]] = |KO|2{â+«pr(t)+pr(t)â+â-2âpr(0â+}.

Astfel, la ordinul cel mai mic în 0/,

ρΓ(l + δ) ξ Tra pa'Γ(l + dl)

= pT(t) — 1(|κ0|δ)2(â+âpr(l) + p\t)a + â -2âpr(t)â + }.

Rata de schimbare în timp seculară sau seculară a pr, indusă de fasciculul atomic, este dată de

"(/v+S'Î-p'O))

\dt/Q At

= — - — {â+ âpr + prâ+ â — 2âpTâ+},

- Î

unde rata de dezintegrare ωa0/z? ξ ν|κ0|2(δ)2.

Fasciculul atomic de stare fundamentală atenuează modul de radiație și are capacitatea de a-l drena de toată energia sa. În cazul modelului {â, {£fc}}, atomii sunt situați în permanență în cavitate și, din acest motiv, în echilibru, ei mențin modul într-o stare finită nenulă de excitație incoerentă. Ecuația mișcării care descrie aceasta și un efect de tragere de frecvență sunt calculate în apendicele II. Cu includerea oscilațiilor în câmp liber, este

= -iuMXâ,/(!)]+ ,<2.11

di   \ dt 'Q
unde contribuția rezervorului (dpr/dt)Q la această ecuație este o versiune crescută a contribuției rezervorului,
.dt/e
— |γα{ά + «pr + pTâ +â — 2âpTâ + }
prâ+]-[â+,âprJ},
dat mai sus. Acum include deplasarea de frecvență, Δωα0, termeni și termeni ^knkyk care implică o excitare finită a modului în stare staționară:
Í—Ì \dt JQ
= (I7a-iAшa0[й, ρΓ(ί)«+]-(2Ïα + ίΔωα0)[ά + ,άρΓ(ί)]
-1Σ   pr(0]]+[Л Eâ+> pr(0Л)·
κ

yk = 2π|χ\.|2δ(ωα0 — cofc) este cantitatea cu care atomul A amortizează modul: = ^ kyk, iar nk este nivelul de excitație al atomului A: nk = (bk bk). Ec. (2.1) (împreună cu ecuația (2.2)) este cunoscută în literatură (modulo alte interacțiuni) ca ecuația principală. Pentru ca ea să fie validă, interacțiunea trebuie să fie mică într-un sens pentru a fi enunțată momentan
Este convenabil să scrieți (dpr/d/)e în forni, eq. (2.2), deoarece ecuațiile de mișcare pentru momentele a(t) = Tr (pâ(t)) = Trr(pr(t)â) și n(t) =

<â + (i)â(t)> = Trr(pr(t)â + à) poate fi calculat rapid dacă se utilizează proprietatea urmei Tr ([Л, B]C) = Tr (J[5. Cl) :
(y-α(ί) = 0,   (2,3)
\dí   '
(τ +Tχ) »(/) = Σ пκУк =   (2 4)
\dí   κ
Here, ωα = ωα0 + Δωα0. Rețineți că α*α satisface (d/d/+ γα)α*α = 0. Astfel, faptul că mișcarea (macroscopie) a sistemului â este corelat cu statistica! starea sistemului de rezervor {bk} a produs trei efecte identificabile fizic. Macroscopic, â se comportă ca un oscilator de armonie amortizat care oscilează la o frecvență deplasată de la frecvența sa naturală. În plus, este aparent condus de o forță (aleatorie) care, în stare de echilibru, menține â la un nivel incoerent! de excitație dată de ñ, adică <d + ô> rămâne nenulă în timp ce a*a merge la zero. Acum se poate înțelege în ce sens interacțiunea V trebuie să fie mică. Mișcarea seculară este determinată din rata de amortizare și deplasarea de frecvență Δωα0. Acestea trebuie să fie mici, în general, în comparație cu ωα0 pentru ca extinderea dinamicii în puterile lui f să convergă.
După ce am extras informații despre mișcările macroscopice ale sistemului â, am dori acum să rezolvăm pentru p! și, pentru a face acest lucru, este convenabil să reformați eq. (2.1) într-o altă formă. Mișcarea oscilatorie a lui pT poate fi eliminată dintr-o analiză ulterioară prin definirea unei matrice de densitate seculară: p'(t) = exp {ïωχά+ â(t — t0)]p\t) exp { — ίωαά +âkt — t0) }. Aceasta este o versiune ușor modificată a matricei de densitate a imaginii de interacțiune care include deplasarea frecvenței. Ec. (2.1) cm să fie rescris în termeni de ps ca tollows: dLW +ΐ́γα(i 4-2/i)(¿+¿pXt) + pXt)á\l)Aañps(t)
di

= yaie+ps(t)d+7a(l + fi)âps(t)â + .   (2,5)
În această formă, ecuația principală poate fi transcrisă rapid într-una dintre cele două reprezentări numerice principale ale sale. Luând valorile așteptate ale echivalentului. (2.5) între două state fotonice |/f> și </z| randamente
+βγα(1+2π)(η + η) + γαη]ρ^η<í)
di
= 7xπ\ ,ιη Pл-i,л'-i(г) + Tx(1 + й)x' (η +■ + 1   )Pπ + i,π' + i(0·
(2·6)
Din eq. (2.6), este o chestiune simplă de rezolvat pentru distribuția probabilității în stare de echilibru a fotonilor în spectrul de excitație al Sistemului â. În mod constant

stare, p"n n. = 0 pentru/7 ψ n'. Fie/i,^, notăm valorile de stare staționară ale elementelor diagonale ale lui ps. Vedem că ecuațiile, dp^/dt = 0 pentru ail «, poate fi rezolvat pentru p^n prin echilibrarea detaliată pe o diagramă a fluxului de probabilități (Scully și L \mb [1967]):
У«(1 + «)(1+»ЖiлП+i
yx(l + ñ>p^
yañ(l + »X„
Două relații de recursivitate terni sunt explicit rezolvabile și în acest caz soluția este, de la γα(1+ñ)(l+и)pΓ+1, n+i = yji(1 + n)psns„,
ss   —л/, ii — <n+l
Pnn = " /(1 -tn)
(2 7)
satisfăcând ^„ρ,ζ, = 1. Această soluție este distribuția familiară a fotonilor de corp negru și indică, așa cum era de așteptat, că, pentru a atinge starea de echilibru, rezervorul trebuie să aducă modul de radiație într-un echilibru termic comun cu el însuși și că excitația medie levei de â este ñ.
Reprezentarea fotonului este utilă pentru găsirea distribuției în stare staționară a matricei de densitate, dar soluția dependentă de timp a ps în-implicând este mult mai dificil de obținut din eq. (2.6) decât din transcrierea stării coerente a ecuației principale. Mai mult, din soluția tranzitorie pentru ps, se pot calcula timpii de relaxare și timpii de corelare. Statele coerente sunt un set supracomplet de state, care oferă o transcriere alternativă valoroasă a ecuației principale. Sunt disponibile mijloace bine prescrise pentru a exprima un operator arbitrar în sfârșitul lor (Glauber [1963]). În special, matricea densității satisface o reprezentare coerentă a stării (Glauber [1963], Sudarshan [1963], Klau-dfr și McKenna [1965]):
p'(<) = .1 ()<«, 'oh
(2,8)
unde a = aI+ia2andd2a = daj da2. Din P statistica clasică! aspecte ale analizei rezervorului anterior devin identificabile.
Poate cel mai bun mod de a înțelege analogia dintre P și o funcție clasică de distribuție a probabilității este să o vedem îndepărtată din contextul statelor coerente. Din punct de vedere macroscopic, dorim să obținem ps pentru a calcula momentele variabilelor fizice fluctuante. Aceste momente pot fi obținute prin diferențiere de funcția caracteristică. definit mecanic cuantic în termeni de ps ca (Glauber [1966])

/(/., I) - Tr   (2,9)
Și anume,
(Л \ w / \n
„   -T- ДМIЛ-O,
ОЛ/ 'LA'
astfel încât valoarea așteptată a unui operator fizic arbitrar al sistemului â poate fi calculată din /s prin efectuarea operației derivate corespunzătoare. Incertitudinile cuantice inerente asociate cu măsurătorile, efectuate pe sistemul â, ale acestor mărimi fizice sunt implicate cu incertitudinile statistice ale Sistemelor aleatoare cu mai multe corpuri. Din acest motiv, teoria care urmează are toate caracteristicile unei teorii clasice a zgomotului, în care o mișcare deterministă este randomizată de condițiile inițiale aleatoare sau de multiplicitatea coordonatelor unui sistem cu mai multe corpuri. În orice caz, ne așteptăm ca transformata Fourier a funcției caracteristice să reproducă distribuția de probabilitate „clasică” (Glauber [1966], Mollow și Glauber [1967]):
. π
(2-10)
(f. \ m / ri \n C fl (- . . ca/ \   c/. / a
= f d2a a*m a" Ps(a, t).
(2,11)
În afară de aceasta, trebuie comentat că înlocuirea eq. (2.8) în ecuația. (2.9) confirmă identitatea Ps definită în eq. (2.10) cu P* definit în ec. (2,8). S-ar putea obiecta că Ps nu ar trebui numită funcție de distribuție a probabilității deoarece, pentru anumite state, are valori negative, iar pentru altele (o stare fotonică) nu este bine definită (Glauber [1964]). Cu toate acestea, în echilibrul termic, este o funcție de probabilitate bine definită și, probabil, evoluează în timp de la echilibrul termic la funcții de probabilitate bine definite. Prin urmare, patologiile pot să nu aibă semnificație fizică și le vom ignora
Este posibilă o prescripție generală bazată pe χ pentru derivarea ecuațiilor de mișcare cu funcția P din ecuațiile de mișcare ale operatorului, atunci când funcția R conține variabile atomice precum și variabile de câmp de radiație (Gordon [1967], Haken, Risken și Weidlich [1967] , Agarwal și Wolf [1970]). Când este aplicată la problema în care coordonatele populației atomice sunt prezente în P, ecuația de mișcare P implică o infinitate de diferențieri variabile.

și este, în genuri], destul de formal și complicat (Haken, Risken și Weid-LiCH [1967], Lax [1968]). Ca exemplu ilustrativ, luați în considerare câmpul nostru unic mod care interacționează cu rezervorul său. Ec. (2.5) poate fi scris ca
dt
+ , [â, ps(t)]]-fi[â, [ά + , ps(t)]]}.
La înlocuirea acestei ecuații în derivata în timp a ecuației. (2.10) și utilizând relațiile de comutație
[Й,елй+е-л*“] = zeÂá+e_2*á,
[â+, ezá+eA*“] - л*ел“+е-л*“
împreună cu proprietatea de urmă menționată mai sus Tr (A[B, C]) = Tr ([A, B]C), se găsește (cu τ ξ ya/) că

êPs(a, τ)
ÕT
caca*
(ñP-).
(2,12)
Aceasta este o ecuație Fokker-Planck având forma clasică standard (Lax și Louisell [1967])
cf _ _ £
õz c'a
A
ca
-X«(2DP). c ceai
(2 13)
unde vectorii de deriva, A si A*, sunt cititi din ecuatiile de miscare pentru α(τ) = exp {í(ωα£α)τ}α(τ) si α*(τ) = exp { —í(ωα/7α)τ}α*(τ):
daft) ,/ \ da*(r) jSk/ .
_A2 = Λ(τ), -y- = Л*(τ),
dr dr
iar coeficientul de difuzie se citește din ecuația de mișcare a lui/i(-r) ξ
<«+(τ)ά(τ)>:
Una dintre trăsăturile frumoase ale teoriei Fokker-Planck este că poate fi interpretată fizic din punctul de vedere al forțelor Langevin (Lax [1960]). Mai mult, demonstrează că departe de tărâmul incertitudinilor cuantice de bază, un sistem cuantic cu mai multe corpuri are statistici clasice! interpretări.
Principala utilitate a ecuației Fokker-Planck este că, din soluția lui Green, se pot calcula probabilitățile de tranziție pentru probleme discrete și ratele de relaxare pentru problemele continue. Se caută retardul-

funcţia lui ed Green. Gr(a, τ|a'τ') = η+(τ—τ')P(a, τ|a', τ'), unde ?/4(τ) = I pentru τ > 0 și η+(τ) — 0 pentru τ < 0. și P(*f τ|α', τ')-> <5(2)(α —α') când τ -> τ'. Prin relația Kolmogoroff-Sinoluchowski,
P(a, t) — I d2a'P(a, t | a', t') P(a', t'),
P(x, τ|a', τ') poate fi interpretat din punct de vedere fizic ca fiind probabilitatea condiționată ca Sistemul să treacă de la a' la a în τ—τ' în conformitate cu Mагкоviап statistica! dinamica. Există tehnici generale disponibile pentru rezolvarea unei ecuații Fokker-Planck, cum ar fi eq. (2.13) (Wax [1954]). În special, eq. (2.12) are următoarea soluție închisă pentru /'(α, τ|α'τ') valabilă pentru τ τ'*
P (n. t|a' t') =
eu
pzl(1 —e'(T_Ţ I
[|a —a'e_*(t~t)|2]
exp------------·
Eu ñ(l—ε_(τ_I)) I
Ca τ ->■ oc·, p-I«Iг/й
/' (ζ- τ) -> Pss(a) = lim Ps(a, τ|α'τ') = —
r-»cr p
(2,14)
(2,15)
Cu excepția unei statistici importante! Luând în considerare, revizuirea noastră a descrierii matricei de densitate a unui mod de

radiație cuplat la un rezervor este finalizată. Soluția pentru P (y.. t) permite calcularea timpilor de relaxare pentru oricare dintre momentele ecuației. (2.11). Conform matematicii! teoria prezentată în Lax și Louisell [1967], P" are expansiunea generală a funcției proprii
P'(7. τ) = У exp {-Λ;(τ-τ')}<ρ((α) I d 2a'^(a')Ps(a', τ').
eu J
* Pentru a obține soluția funcției lui Green în formă închisă, se caută o soluție de tipul,
,,,λ x άχα ί (α-θ(τ))(α*-0*(τ))]
1 í(τ) 1
unde f) și ζ sunt soluții ale ecuațiilor de mișcare de deriva și difuzie
— — Λ(θ) = — W, í— + I i ¿ ιτ) = ID — ñ,
dr \dT
și v este determinat din σ prin ecuație,
1 dv _ 1 d£
V dr z dr
Pentru a satisface condiţia la limită, v exp {— |a- 0¡2/C] -> δ,2)(α — a'), ca τ->τ'. este necesar ca r, ζ și θ să aibă valori limită
n(t) -> 1/pz(t), s(t) -> 0, (/(t) a',
ca τ — τ'.

Astfel, în funcție de suprapunerea cu φζ(α), se pot determina ratele de relaxare a <(ó + (/))m(á(/))">. Singura considerație rămasă a stimulat o gândire teoretică considerabilă în În ultimii ani, se referă la rolul funcției de corelație în optica cuantică, atât măsurabilitatea, cât și calculabilitatea acesteia.
În apropierea echilibrului termic, se știe de mult timp (Callen și Welton [1951], Kobo [1957], Bernard și Callen [1959]) că timpii de relaxare și timpii de corelare ai unui sistem sunt legați. Teorema fluctuației- disipare conectează rata de disipare sau relaxare a unui sistem cu fluctuațiile sale de zgomot, care, în funcție de spectrul de zgomot, determină intervalul de timp în care variabila fluctuantă rămâne corelată cu ea însăși sau cu alte variabile. În apropierea altor puncte de stare staționară, s-ar dori să existe aceeași relație între fluctuație și disipare, astfel încât teoria matricei de densitate prezentată mai sus să poată fi utilizată pentru calcularea timpilor de corelație.
A fost efectuată o analiză a unui analizor de spectru cu fascicul atomic (Scully și Lamb [1968]), care a verificat că lățimea liniei măsurată inversă a analizorului de spectru, timpul de corelație al funcției de corelare (á + (z)á(O))>, iar rata de relaxare a lui a(t) sunt toate egale.Se poate arăta, de asemenea, Hanbury-Brown și Twiss [1956, 1957, 1958], Glauber [1963b, 1964] că, în limitele experimentale, un experiment de corelare a fotoelectronilor poate fi folosit pentru a măsura efectul Hanbury-Brown, Twiss încorporat în funcția de corelare (â + (0)â + (t)â(t)<î(0)>. O analiză timpurie a acestui efect* a arătat că pentru o sursă de lumină termică, acest timp de corelare a fost egal cu rata de relaxare a cantității n(z).
Situația teoretică privind egalitatea timpilor de relaxare și corelație departe de echilibrul termic a fost studiată recent (Lax [1963]). În general, pentru o dinamică statistică markoviană, egalitatea este valabilă. Acest rezultat este util în teoria funcției P a matricei de densitate și este numită teorema regresiei cuantice (Lax [1967]). O

discuție a acestei teoreme este dată în Anexa III. Aceasta implică faptul că în condițiile fizice în care modul de radiație suferă o dezvoltare în timp Markovian, funcția de corelare spectrală (â + (t') ¿pt)) și funcția de corelare Hanbury-Brown, Twiss (â + (i) â + (t') â{t') car. fi evaluat în starea de echilibru în termeni de răspuns tranzitoriu al lui p care este determinat din Ps (α, τ|α', τ'):

<í\+(r)¿i.(0)> — d2a d2a'a*a'fr(a, τ|α', 0)Pss(a'), (2.16)

Acest rezultat este implicit în Schwinger [1961].

<Âs+(0)âs+(r)«s(r)âs(0)> = d2a d2a'|a|2¡a'|2Ps(a, τ|α', 0)P>'), (2.17)

unde ά.(τ) = exp ^ωαί)ά(ί)(γα/ = τ) este partea seculară a lui â.

Cea mai simplă stare de echilibru markoviană la care ecuațiile. (2.16) și (2.17) se aplică este starea de echilibru termică care este produsă de sistemul {bk}. În acest caz, ecv. (2.14) și (2.15) ar trebui înlocuite în ecuațiile. (2.16) și (2.17). Integrările a și a' ale ecuațiilor. (2.16) și (2.17) pot fi apoi efectuate. Se constată că, în echilibru termic sub o dinamică markoviană,

<«s+(r)âb(0)> = ñe~ix

și

<âs+(o)âs+(r)âs(r)âs(o)) = ñ2(i+eT).

§ 3. Teoria funcţiilor lui Green

Să discutăm acum o metodologie datorată lui Schwinger [1961] (aceste tehnici au fost aplicate problemei laserului de către Korenman [1966]) care permite să se ocupe direct de aspectele corelative ale unei interacțiuni sistem-rezervor. Vom folosi surse de curent extern într-o manieră oarecum formală pentru a studia efectele unui rezervor asupra descrierii macroscopice a unui mod de radiație: răspunsul său la intrările de energie, gradul său intern de excitare și spectrul său de excitație. Principiul matematic! funcția în această analiză ar putea fi numită o partiție funcțional generalizată Z. Am numit teoria funcțional Z, teoria funcției lui Green, deoarece poate cea mai importantă informație fizică din Z este conținută în derivatele sale funcționale secunde, care definesc funcția lui Green a matricei.

În general, anumite variabile descriu starea macroscopică a sistemului și s-ar dori să calculeze valoarea lor așteptată. Cu toate acestea, s-ar dori să se calculeze și funcții de corelație, cum ar fi <d + (z') «(?)>, care determină spectrul de frecvență al câmpului de radiație. Mai mult, așa cum vom vedea mai târziu, această funcție de corelație guvernează, parțial, evoluția dinamică a sistemului atomic. Prin urmare, influențează dinamica din care trebuie determinată. Prin urmare. deși atât matricea densității, cât și teoria funcției lui Green pornesc de la anumite dorințe computaționale comune, domeniul de aplicare și accentul lor sunt ușor diferite. În special, un element important al abordării prezente este că se pot genera funcțional informații despre momentele de ordin superior și funcțiile de corelație din momentele de ordin inferior.

Prin definiție, o variabilă dinamică macroscopică este una care poate fi cuplată

cu o forță externă care să excite și să conducă sistemul să-și studieze răspunsul. Se poate cupla și conduce câmpul de radiație cu surse de curent externe K și K*:
Hamiltonianul total (Schrodinger), //SH, care determină evoluția în timp a operatorului de tranziție, Ü, este dependent de timp:
HSH(t) = (HR + Hs + F)(t0) + K*(t)«(t0)+â+(t0)A(t).
Sub dinamica HSH, iõtÜ(t, /0) = HSH(t)Ü(t, t0) și
a(t) = Tr {Ü + (t, la)â(la)Ü(t, í0)p(t0)}   (3.1)
este o funcțional a lui K. Mergând la o imagine de interacțiune, această dependență K poate fi explicită. În imaginea de interacțiune pe care o avem în vedere, U-s satisface
õtU(t, t0) = -i(K*(t)â(t) + â+(t)K(t))U(t, t0).
Soluția formală a acestei ecuații este
U(i, to) = (exp ! —dacă dt'(K*(t')â(t') + â+(t') K(t'))|) ,
\ t J t0   1 / +
unde ( )+ înseamnă ordonarea în timp pozitivă a operatorilor și, de exemplu,
â(t) = exp {i(Hs + HR+ V)(t-to)}â(to) exp {-i(Hs + HR+ V)(t-t0)}.
De asemenea
U+(t, t0) = (exp íi I dt'(K*(t')â(t')+â+(t') K(t'))\j ,
unde ( )_ înseamnă comanda negativă a operatorului de timp. Acum să considerăm operatorul de dezvoltare a timpului U(t, t0) operatorul de timp înainte, adică ne duce de la t0 la timpul t (înainte) t. Într-o manieră asemănătoare, să luăm U+(t, t0) — U(t0, t) operatorul de timp înapoi, adică ne duce de la t înapoi la momentul anterior t0. Ec. (3.1) devine acum
K*] = Tr !(exp ji f dt\K*(t')â(t') + â+ (J1) K(t'))ii d(t) ·
v \ IJ la } / —
• (exp !-dacă dt\K\t')â(t') + â+(t')K(t'))   p(t0)| ·(3-2)
\ I J r0I / +I
Ec. (3.2) face implicit sursele de curent în ec. (3.1) apar în mod explicit.

Acum vine un truc foarte dever datorat lui Schwinger [1961]. Observați că dacă lăsăm A', așa cum apare în ( )+ și ( )_, să difere, adică dacă pretindem că Hamiltonianul este diferit pentru operatorii U și U+, atunci devine posibil să obținem <d + (/')â(/)> sau <<?(/)d + (/')> etc. prin diferențiere funcțională. Noi definim
t/+(t, ?o) = (exp ji I dt'(A*(i')â(t')+â+(t') A+(t'))   ,
UÏ(t, t0) = (exp ji J dt'(Az*(/')ô(/')+«+(t')A'_(t'))|j ,
și
«DI A'± , K*] ξ I Tr {Ut(t, t0)â(t)U+(t, t0)p(t0)}, (3.3)
unde Z = Tr [£7I(/, z0) t/+(r, r0)p(/0)} este introdus pentru a se asigura că un operator de unitate are o valoare de așteptare a unității. Z este o normalizare funcțională care este egală cu 1 când K+ = K_, K* = K* apoi i7Î(t, t0) = U^Çt, t0). Rețineți că. așa cum este definit.*
φ|K±, AÎ]
δ în Z '
¿Al(t') lt.=t
(3.3a)
. d In ZI
L

astfel încât a[t|ÁT±, A"*] poate fi generat funcțional din Z. Apoi, prin diferențiere funcțional, de exemplu,
<â+(í')ú(t)> =   +<â+(t')><â(í)>
<5^-(t)   κ±=κ*±=o
și
= i   +<á+(/')><a(0>.
<5A+(í)   k±=k*±=o
În ambele expresii, t este mai mare decât t'. Ele ilustrează ceea ce se înțelege prin afirmația: folosind surse externe, K, care se disting pe drumul înainte, K+ și înapoi, K_, pe calea timpului. se poate sonda separat sistemul pe aceste căi.
* De exemplu
. <5Z
= Tr[cJÎ(t1,t0)(â(r)exp [-ί́^ά́ί'(κ:(ί')ά́(ί') + ά́+(ί')^+(O)}) P(' o)j .

Discuția de mai sus a fost menită să motiveze următoarea revizuire a tratamentului lui Schwinger [1961] asupra modului de radiație, interacțiunii réservoir. Matematica! cantitatea Z, pe care se bazează munca sa, este o valoare de așteptare a operatorilor U+ și Ut care sondează Sistemul studiat pe o cale de timp înainte care merge de la t0 la /j și o cale de timp înapoi de la t{ la î0 care cuprinde timpul dinamic. interval, [r0, p], de interes (vezi Fig. 3.1):
Z[K± , K*] = Tr {l/Î(G . t0) U (fl, to)p(io)}· (3.4)
Ec. (3.4) face evidentă relația dintre Z și p(r). Pentru o anumită explozie de curent la tonul t: K ,(t') =—ïλδ{('—t). A *(/')= —i/*<5(f — r), K* = K+ = 0, Z devine funcția caracteristică
ζ = Tr   (3,5)
iar contactul se face cu secțiunea anterioară despre teoria matricei de densitate.
Operațional, vom dori să obținem Z dintr-o integrare funcțională. Acest lucru va fi posibil, de exemplu, dacă primele derivative funcționale ale lui Z pot fi calculate în formă închisă ca funcționale ale lui K± și K*. S-ar putea diferenția funcțional eq. (3.4) pentru a investiga această posibilitate. Forma funcțională care rezultă pentru Z la variarea Æ-urilor în ec. (3.4) este
Í ^z Jto bx+(0   δK+(ή +ôK*(t) v 7 <5X*(t) v + — Z— δ K . (t) +<> A * (/) '■(3 61 ÔK (r)ÔK*(t)1
Pentru a obține eq. (3.6), functica   i Z vom folosi ecuația. (3.3a) și scrieți, în loc de > ecuația diferențială finală pentru fn Z ca
pi <5 ln Z = — i dt{a J tQ ^)δK+(ί) + α+(ί)δK^(ή -α*(ήδK _(t) — a_(t)<5KÌ(t)} ,(3,7)
unde așa cum este implicat de   ec. (3.3a) (3-8a) a+(t) = i^-,(3.8b)
<5Â'*+(/)

<7*(t) Ξ   ,(3.8c)
<)k .(/)
«-(O^-i Ó .   (3.8d)
Ó*(í)
Ecuația (3.7) trebuie să fie integrată funcțional, supusă condiției la limită
Z[Æ± = K* = 0] = 1,   (3,9)
care rezultă din proprietatea Trp = 1.

Z poate fi găsit în mod explicit din ecuațiile. (3.8) și (3.9) dacă a± și c?* sunt funcționale cunoscute ale K± și K*. Determinarea lui a± și o* ca funcționale ale lui K și K* trebuie făcută din ecuațiile lor de mișcare.

Abordarea simplă pentru găsirea unei ecuații de mișcare pentru «+(/), de exemplu, este de a aplica operatorul id/d/ la o+(/) așa cum este dat de ecuația. (3.8a). Din moment ce, prin definiție

(a(l)l/+(715 t0))+ - U (t. t0)

putem scrie

â + (i)=^Tr{t (7t. r0Ц<· , nú(/)í (Li0)

+ G\(/t./)(i(/)L\(t,r0) (3,10)

+ t (/t, t)d(/)L НЛ ^o)]p(^o)}

și pentru că (id/dt —ωa0)«(/) = £fcKfcêfc(/), se găsește că

(iy -ωO a+(i) = ^Kkbk+(t)+K ,(/). (3.11)

\ dt k

Unde

W')s|Tr {siO,.iohihi)! +(<i·io))+p(io)}· (3.12)

Aceasta este, în mod formal, aceeași ecuație de mișcare pentru a+(t) ca și cea a(t) satisface (ecuația (3.1)), cu excepția faptului că a fost adăugat un indice plus. Astfel, suntem tentați (sau ar trebui să fim tentați) să generalizăm a(t) = <ά(í)> la afirmația, a+(t) = <d+(r)>, unde â+(t) este radiația Heisenberg operator de mod pe calea înainte 1i me.

Astfel, atunci când curentul extern pe calea timpului înainte se distinge de curentul extern pe calea timpului înapoi, în funcție de timp, operatorii (și statele) Heisenberg trebuie, de asemenea, să fie distinși și etichetați cu indicele plus și minus.

Imaginea de care ar trebui să ținem cont este cea a operatorilor sistemului care trec printr-o evoluție continuă în timp pe o cale de timp îndoită:

K_ Dinamica |

Fig. 3.1. Evoluția dinamică a unui mod de radiație, care este condus de curenții sursă externă, Ã'+ și K_, dintr-o stare inițială la timp, t0, urmează să fie studiată pe o traiectorie în timp continuu care se desfășoară de la t0 la un timp ulterior, i15 și apoi înapoi la t0.

tY este punctul de continuitate la care = a_(/1) și astfel

Această afirmație poate fi verificată luând în considerare definițiile imaginii de interacțiune ale a+(t), de exemplu:

<<Ш)> = Tr {U_(t0, f1)(á(f])t7+(fl, ío))+p('o)}

= Tr t^âÇtjU+í^, t0)p(t0)} (3 13)

= Tr t0)p(f0)} = <á_(i1)>.

În rezumat, ecuațiile de mișcare pentru primele derivative funcționale ale lui In Z sunt pur și simplu derivate prin luarea unei valori așteptate adecvate a ecuațiilor de mișcare a operatorului â± și â±. Am susținut această afirmație ca o generalizare naturală a teoriei operatorilor â(t). Ecuațiile de mișcare rezultate pentru a± și a* indică modul în care câmpul de radiație care este generat extern interacționează cu sistemul {bk}. Dintr-un punct de vedere mai semnificativ, însă, soluțiile pentru derivatele funcționale ale lui In Z teii modul în care câmpul de radiație răspunde la sondarea externă ca un sistem compozit ale cărui proprietăți sunt dobândite parțial din bk. Astfel, în problema modelului sistemului {â, {/\}}, valorile de

așteptare ale expresiilor pentru a± și adjuncții lor hermitieni dau a± și a*+ răspunzând la K.+ și K* prin intervenția lui bk ± și bk±:
67 a±(t) = £ Kkbk±(t) +K±(t) = k±(t)+K±(t),(3.14)
\ dt /κ
-ω,Xί́ω = Σ^·''·±(')+«ί́(>)^ί··*±ω+κί́ω· p-is) \ di / κ
Unde
și
bk + (t) = (bk±(f))
^*±ω - <Λ+±ω>.
нo

Rețineți din nou că <d±(z)> și <Jț(z)> satisfac ecuațiile de mișcare care sunt obținute din ecuațiile de mișcare a(t) și a*(t) prin adăugarea de indice + și - la acestea din urmă. variabile. Ecuațiile de mișcare corespunzătoare pentru și ó*± , găsite din ecuațiile lor de mișcare operator,
sunt
(3,16)

(3,17)
<5 În zss = δ
Programul de calcul al teoriei funcționale a partițiilor generalizate este conținut în ec. (3.7), (3.9), (3.14)–(3.17). De la o soluție la ecuațiile de mișcare de ordinul cel mai mic, care dau răspunsul influențat de rezervor al modului de radiație la sursele externe de curent, Z este asamblat prin integrare funcțională și, printre altele, funcția P este calculată din ecuația. (3,5). Momentele de ordin superior sau funcțiile de corelație pot fi obținute prin diferențierea funcțională a Z. În continuare trebuie să rezolvăm ecuațiile. (3.14)-(3.17) pentru a±(t) și o* (z) astfel încât să putem introduce soluțiile în ecuația. (3.7) și astfel obțineți Z. Acest lucru nu este dificil din punct de vedere conceptual, dar implică o cantitate destul de mare de algebră și, prin urmare, este retrogradat în Anexa IV. Suntem cel mai interesați de problemele asociate cu evoluția către și dinspre diferite stări de echilibru termic și, prin urmare, lăsăm z0 și mergem la plus și minus infinit După cum se arată în detaliu, în Anexa IV, obținem următoarea ecuație importantă pentru funcționalitatea generalizată:
(3,18)
Zss este soluția în stare staționară pentru Z. Cu alte cuvinte, așa cum tocmai am spus, funcțiile de corelație care sunt calculate din aceasta sunt toate funcțiile de corelare a echilibrului termic. Matricea G, așa cum este prezentată în Anexa IV, este exprimată în termenii funcțiilor de corelare de ordinul cel mai mic ale sistemului d:
dz'(K*+(z),(-)K*_(z))G(zz')
G(zz') =
G++(zz')
G_+(zz')
G+_(tf)\
G__(z –z')/
– i<(ó(z)â+(z'))+> i<â + (z')á(z)> \
– i<á(z)á + (z')>i<(á(z)á+(í'))_>/·
(3,19)
Informația de patru ori a lui G se reduce la informații de două ori după cum urmează

G. +(τ) = (/,(r)G _ + (t)-z/_(t)G+ (t), G. _(r) = //. (r)G (r) —
(t)G_ (τ).
(3.20a)
(3.20b)

Ec. (A4.25) dă valorile lui G_ + și G+_ în echilibru termic:
iG_+(i—F) = <<)ά+(ί')> = (/i+Γ)e_ia>x('_')e_i''°'|i_i'' (3.21a)
— ĪG+_(t—f) = <á+(r')á(t)> = ñe~īío“íí~ne'i7“|f~,'!. (3 2Ib)
Rețineți că o funcție spectrală pentru modul de radiație poate fi definită în funcție de valoarea așteptată a comutatorului variabil de mod A(tt') = < [à(r), ó + (/')]>· Spectrul fiecărei corelații funcția poate fi definită ca transformată Fourier G(m) = (2π)_1 f dr exp (ícot)G(t). Deoarece â și â + satisfac relația de comutație în timp egal [d, â +] — 1, Λ(ω) satisface regula sumei, J ά́ωA{ω) = 1. Din ecuațiile. (3.21a) și (3.21b), două fapte importante sunt învățate despre spectrele de mod pentru moduri în echilibru termic sub o dinamică markoviană. În primul rând, spectrul fluctuațiilor câmpului, t4ff(co), care este spectrul modului de radiație determinat experimental, este proporțional cu A(ω), iar în al doilea rând, Λ(ω) este Lorentzian:
f'n dr.
— ειωΓ<ά+(θ)ά(τ)> = ηA(ω),
2 - rc> 2π
ε-ί́ω»τ6-1γα|τ|
J___________7»
2π (ω-ωα)2 + (|γα)2
De fapt, deși ec. (3.18) prezintă Zss în formă închisă, informația pe care tocmai am obținut-o despre funcțiile de corelație de ordinul cel mai mic provine dintr-o diferențiere funcțională a a+(t) și α_(/). În fața, în funcție de punctul de vedere, Z în formă închisă fie conține prea multe, fie prea puține informații. De exemplu, am dori să determinăm ratele de relaxare ale fl(t) și n(t), totuși ec. (3.18) ne oferă doar valorile lor staționare pentru care da/dt = dn/dt — 0. Ratele de relaxare ale a(t) și «(?) pot fi determinate direct din ecuațiile de bază ale mișcării (A4.16) și (A4.17) din apendicele IV (la fel ca timpii de corelare ai funcțiilor de corelare de ordinul cel mai mic). La setarea K+ = K_ = 0, se găsește că ec. (A4.16) dispare și ec. (A4.17) este specializat în
y +Í7«+i®«) a(t) = θ· dt '
Această ecuație este aceeași cu ecuația. (2.3) și a verificat că timpul de relaxare al lui a(t), (sau α*(ζ)) este egal cu timpul de corelație al lui (á + (t')á(t)) în echilibru termic deoarece
AFF(m) =
Λ(τ) =
A(ω) =

<á+(t')á(t)> =
δα+(í) δK_(í')
O derivată funcțională, — ^íδ/δAT(/'ξ din (A4.16) dă mai puțin (A4.17).
+ iwJ <á + (í')«(í)> + Í7a<(ó(í)á + (í'))_>
et /
= (й + Шл-(г-/'M(/-1')· (3·22)

O ecuație similară care oferă dependența de t' a lui <á + (t')á(/)> poate fi găsită prin diferențierea funcțională a ecuației de mișcare «ì(t') în raport cu íδ/δΑΓ*(í): .
f- -imj <ά+(í')ά(í)>T|γα<(ά(í)ά+(í'))+>
și
= (« + l) din//+(tt')A(tt'). (3,23)
Adăugarea eq. (3.22) la echivalentul. (3.23) luată cu limita t' t din oricare direcție produce o ecuație pentru n(t) identică cu ec. (2,4):
d \ /X + γ I η(í) = γαη.
dt /
Observați că în timp ce ad -> 0 când K± -> 0, ôad/6K± -b- 0 când À'± -> 0, și este responsabil pentru termenul, yañ, care implică faptul că modul este excitat incoerent . Că <à + (t') â + (t) â(t) â(t')> are un timp de corelație în echilibru termic egal cu timpul de relaxare "/.f1 °fn poate fi verificat din ecuația (3.18) Din Z se calculează funcțiile de corelație a fluctuațiilor. Astfel, de exemplu, pentru t > t',
.2_ δ21η Z _ . δα+(ή δκ+(í+o)δκί̈(í) ~ 1 δκ+(í+o) și
<«+(/) á+(t)>

sK'+(.ww+<w:(1)=
-<ât(t)â+(t')>a+(t)-<â+(t)â+(t')>a*0)+2aț(t)a+(t)a+(f).
Prin urmare, în echilibru termic,
■4 δ4 În Z
òK~(t + O)ÔÃ*(Õ
- <û+(0 á(t)><â+(t') á(í')> - <á+(t) á(t')><á+(t') ó(t)> - <á+(t')a+(í)><ó(í)ó(í')>.
= <á+(t')á+(t)á(t)a(t')>
Æj. =K*4- =0

Deoarece In Zss este o funcțională pătratică de forma f K*GK, derivata funcțională de ordinul al patrulea a lui In Zss este zero, precum și derivatele funcționale de ordinul doi care implică două K sau două K*.
Astfel <á(t)á(t')> =
- 0 și
<ά+(í = (á+(t)á(í))(â+(t')á(f))
+ <á+(t)á(t)></<?4(t')í/(í)>
= fi2(l+e“yJt~'!) (3.24)
Acesta este același efect de corelare Hanbury-Brown, Twiss pentru un mod de radiație în echilibru termic pe care l-am derivat anterior dintr-o aplicare a teoremei regresiei cuantice.
Ca o comparație finală între teoria Z sau G și teoria p, calculăm funcția P așa cum este determinată din ecuațiile. (3.18) și (3.5).
Pentru început,
Zss = exp fi Γ dt Γ dt'(x:(t), -KÎ(t))G(tt')(^+^^H , \ J — oo J — coV///
satisface ZSS[K± = K* = 0] = 1. Henee,
Zss[K_(t") = -üô(t"-t), KÎ(t') = -ü<3(t'-i), K* = K+ = G]
= exp {i|Â|2G+_(0)} = exp { —ïï|Â|2} și din (3.5) și (2.10) au
_ J- e-|a|2/n
πη
în acord cu teoria p.

§ 4. Teoria operatorilor de zgomot cuantic

Ecuațiile operatorului de mișcare pentru oscilatoare pe măsură ce acestea evoluează sub Hs + HR+V sunt

(y- +ΐωαο) ά(ή = -i5>A(0>   (4.1)
\dt '   κ
+i«4 * = 1, 2, ... U 2)
\dz /
Rezolvând êfc(t) în termeni de a(t') și valoarea inițială a lui bk\
bk(t) = -iκ* rdt'e-'^-^tO + e-^-^^to), (4.3)
V la

se pot elimina coordonatele rezervorului ca variabile active din ecuaţia â mişcării: .
(- + ίω,„) á(/)+ Σ |kJ! Γ 'üdTe-¡“'í(í-T) =
„   Jofc
(4-4)
Am văzut o integrare similară în § 3. În conformitate cu argumentele anterioare, se va presupune că timpul de interferență distructivă tr al lui £¡t|/<d2x exp (—ίωΛ. r) este mult mai mic decât timpul în care faza semnificativă. iar modulaţiile de amplitudine ale lui â au loc. Apoi, pentru timpii t 7- t0 + rR,
rt-io   f00
dr? |Kj2e“ÎWKhî(iT) = «(/) dT^|/<J2ei(c,'0_,,,fc)r-ΰ(í)(172 + íΔω7θ).
J 0 κ   J 0 κ
Când un ansamblu de atomi iradiază, curg două tipuri de curenți. Unul, ca răspuns la câmpurile ambientale, dă naștere la emisii și absorbții stimulate; celălalt este autonom și responsabil de emisiile spontane. Prin urmare, este adecvat să se identifice curentul autonom, — i^kKkbk(t0) x exp { — iœk(t — t0)} = L(t), ca sursă aleatorie de curent de tip Langevin și să rescrie ecuația. (4.4) ca
y +Í7x4i<->,) diz) = L(/ |.   (4.5)
dt   '
Aparent, această ecuație a operatorului de zgomot cuantic conține toate informațiile despre sistemul o pe care le-am extras la o anumită lungime în revizuirea matricei de densitate și a teoriilor funcțiilor lui Green. Prin urmare, în special, conține aceleași informații ca și ecuațiile a± de mișcare. Această observație ne permite să facem următoarele comentarii și comparații ale diverselor tehnici teoretice pe care le discutăm.
Relația dintre teoria operatorilor de zgomot cuantic, așa cum este reprezentată de ec. (4.5) la teoria matricei densității este prin identitatea, Tr (p(t)a(/0)) = Tr (p(r0)ô(/)), care construiește teoria matricei densității ca latura de imagine Schrôdinger a Heisenberg teoria operatorului de zgomot cuantic imagine. Pentru o interacțiune markoviană, teoria matricei densității, utilizată împreună cu teorema regresiei cuantice, oferă o descriere completă a interacțiunii; henee, echivalentul. (4.5) trebuie să fie o distilare a descrierii respective într-o ecuație de operator. Media echivalentului. (4.5) peste p(/0) = pr(t0)pR(G), unde pR(t0) = Γъ/a(?o)> ilustrează câștigul în interpretarea fizică din acest punct de vedere. Deoarece <£(/))> = 0, obținem, ca și mai înainte, ecuația: (d/dr +jya + i<Oa)a(/) = 0. Ecuația valorii așteptate a mișcării pierde

contact cu curentul de zgomot spontan, dar obține unele informații fizice despre acesta; și anume, ecuația a mișcării descrie modul în

care energia coerentă este degradată în energie incoerentă la o rată γα - rata de intrare a energiei în sistemul {t>k}.
După ce am identificat „variabila ascunsă” a matricei de densitate și teoria funcției rezervorului lui Green, am dori să o folosim pentru a rederive, pentru a obține încă o perspectivă a matricei anterioare de densitate și a rezultatelor funcției lui Green. Aceasta este variația finală a tema calculării funcțiilor de corelație a rezervorului, momentelor și ratelor de relaxare. Ecuațiile de lucru sunt ecuațiile (4.5) împreună cu soluția sa în starea staționară:
care se atinge când ! Л - ' după nivelul inițial de excitație al lui â a fost
termicizat de {Bk}.
Începem cu un calcul al ecuației de mișcare a lui û(/) = â + (t)â(t).
Deoarece dû/dr = á + (dá/d/) + (dá + /dt)á, eq. (4.5) și adjunctul său hermitian implică faptul că
y +?«) »(i) = â\t)L(t) + L+(t)â(t) d; /
= 2D+ £„(/), (4,7)
unde 2D = (â+ L+ L+ d)R şi £„(/) = â + (t)L(t)+ L+(t)â(t) — 2D. Această procedură de separare a zgomotului de valorile medii, în afară de considerațiile de ordonare a operatorului, se desfășoară în conformitate cu finele teoriei clasice Langevin (Lax [1960], de exemplu Lax [1966]). Ca o reamintire a analogiei cu teoria mișcării browniene, valoarea medie a rezervorului â+L+L+â este indicată sugestiv ca un coeficient de difuzie. Ln(t) este o forță Langevin asociată cu ñ analogă cu L în sensul că <£„(?)>« = (£(/)>« = θ· 1° stare staționară, când dn/dt = 0, yxn = 22? este privit, în limbajul de mișcare brownian, ca o echilibrare a derivă și difuzie (Lax [1960]).
D poate fi evaluat în două moduri. Prin definitie,
D s Re <í?(<)á(()>R = Re{i£x:e¡~''-'"'TrR(pR6aí0)á(l))i. (4.8) κ
Operatorul de mod, â(t), este corelat cu 6A+(/0) prin ecuația. (4.6) și definiția lui L:
TrR (pRb^â(t)) = -iκκ I (4.9)

Există mai multe moduri de a evalua D, cel pe care îl oferim reproduce rezultatele anterioare ale funcției lui Green și ale matricei de densitate. Înlocuim mai întâi eq. (4.9) în ecuația. (4.8), suma de schimb și integrarea și apoi folosiți faptul că y,-1 » tr:
D = ReU dr'e-i(o““ii''1(,'n£|Kfc|2nfte+i“k(,“i')) (4.10)
'J la A
~ I Í d/'У |Kj2nkei,'""c_,bo)lf_i'1
J - X у
= (valid pentru t-t0 »TR).(411)
În calculele de mai sus ale lui D, contribuțiile importante la integrală au venit din regiunea de integrare apropiată de t. Astfel, în scopul calculării momentelor L + â și â + ¿, modificările seculare în â pot fi neglijate și se pot lua
ô(t)œf dre-^-^LOO+díz-dt) (4.12)
J t—dt
împreună cu
<L+(z)L(z')>R <L+(z)e-“-''>£(z')>R
κ £)(<5(t —t' —0) + <5(z —1' + 0)), (4.13)
<£+(ζ)ά(ζ —dz)> = 0, (4,14)
unde 2D este dat de ec. (4.10) și dz > tr ~ 0. Proprietatea de corelare a funcției ¿ impune sau reprezintă faptul că tr este cea mai mică

constantă de timp din problemă. Curentul de zgomot nu se corelează cu el însuși și à, ecs. (4.13) și (4.14), mult mai rapid decât poate eradica corelațiile â, care se degradează prin interacțiunea cu sistemul [bk], dar numai la rata ya.

Pentru a calcula funcțiile de corelare a echilibrului termic pentru sistemul â, dorim să folosim ecuația. (4.6). Din nou, funcțiile de corelație de câmp-fluctuație și Hanbury-Brown, Twiss sunt de interes:

<«+(z')d(z)> = drj i dT,ei(""+ii7"kle_i(""~iiy",r2 ·
J o J o
* O _тi)Ц[_т2))я< (4-15)

<ó + (z')á+(z)d(z)á(z')> = dT1 I dT2 I dr3 I aт4ei(""+ii^Xгi + Г2).
Jo Jo Jo Jo
■6·|,"··"1··,,··+'υ<£*0'-τ,)£+(ί́-τ2)£((-τ3)£(('-ί́4)>κ (4,16)

Pentru calculul funcției de corelație câmp-fluctuație, eq. (4.13) este utilă; calculul funcției de corelare Hanbuiy-Brown, Twiss depinde de faptul că L este un curent de zgomot gaussian (Senitzky [1961]). Din definiția lui L în termeni de bk(t0) se constată că

<Г(<,)£*(i2)£(i3)£(и)> = <£*(i,)£((3)xГ(<2)£(<4)>
+ <£+(í,)£(i4)><£+(í2)£(í3)>. (4,17)

Prin urmare eq. (4.13) poate fi folosit pentru a evalua ambele ecuații. (4.15) și (4.16). Deoarece 2D = yañ, răspunsurile ies în acord cu ecuațiile. (3,44) și (3,47).

Legătura finală a acestei povești cuantice de teoria clasică a zgomotului se referă la calculul cu operatorul de zgomot cuantic al funcției P. Deloc surprinzător, teoria operatorilor de zgomot cuantic furnizează analogul cuantic al derivației clasice a forței Langevin a ecuației Fokker-Planck. To începe cu, unele medii rezervoare, <.. .)R = TrR(pfc. . .) din d«(z) = â(t) — â(t — dz) și dâ + (z) = â+(t) — â + (t — dz) trebuie analizate. Ec. (4.12) și adjunctul său hermitian implică faptul că

<dd+(i)dd(t)>R = i dz' f dt"\L+(t')e~i(axo(t = 2Ddt .
2 t — dt 2 t — dt
(4.18) În mod similar, <£+(z)L+(z'))R = <£(z)£(z')>R = 0 implică <dá + (z)d« + (z))R = < dó(z)dá(z)> = 0. În plus, eq. (4.17) implică rezultatul

<(dá+(z))2(dá(z))2>R = 8D2(di)2. (4,19)

Prin urmare, pentru un curent de zgomot gaussian, numai rezervorul mediu <dá + (z)dá(z))R este proporțional cu dt. Toate alte medii ale momentelor lui dá și dâ+ sunt de ordin superior în dz.

Calculul funcției P din ec. (4.5) se desfășoară, ca și în teoria matricei de funcție și densitate a lui Green, prin ecuația. (2.9) pentru funcția caracteristică. Deoarece acum lucrăm la Heisenberg mai degrabă decât la tabloul Schrodinger, eq. (2.9) trebuie rescris ca

χ(2, i) = Tr {p,(i„)pR((„)e"'">e-^'i<'>}. (4.20)

Există o soluție rapidă pentru eq. (4,20). Dacă Li este un curent de zgomot gaussian, atunci â este gaussian ca răspuns la acesta. Prin urmare, conform evaluării gaussiene a funcțiilor caracteristice (Klauder și Sudarshan [1968]),

z(2, z) =
_ e" |Â|2<â + (r)â(t)> _ e-RI2" φ

O altă procedură pentru calcularea χ este de a deriva o ecuație de mișcare pentru acesta din ecuațiile. (4.5) și (4.20) (Lax și Louisell [1967]).
Metoda de evaluare a derivatei χ timp din ec. (4.20) (Lax și Louisell [1967]) trebuie să lucreze din definiția derivatei în timp a operatorului:
d (eл"+(Пе_л*0,°) = lim reA(á+(*-dt)+dâ+(O)eA*(ô(t--dt)+dá(t)) dt dt-o
Ut ,
_eAâ + (t-dt)eA*á(t-dt)\ Ec. (4.12) implică faptul că
[ô(t – d/). dí/(7)] = [á+(t –dt), da(t)] = 0
prin urmare,
d ZeAá + (Oe-A*â(f)\ _ íeAá + (t-dt)eL*á(t-dt) reAdà+(t)eA*dâ(t) _ .
di dt->o IdtI
Expresia de pe righi trebuie să fie mediată peste rezervor înainte de a fi luată limita. Invocând proprietatea Markov, se poate decorela dû(t) și dû + (t) (L(t) și L+(t)) de la o(t –dt) și â + (t – dt). Astfel, calculul este factorizat:
A(e^+We-^(0)\ ^lim d? /r dwo '
1
dt
<eAdá(í)e
-L*dô(t)_ j
Expresia care înmulțește <exp {zó + (í-dt)} exp {-Â!!îô(t-dt)}>R poate, prin considerații asociate cu derivarea ecuațiilor. (4.18) și (4.19), să fie extinsă ca o serie de puteri în di:
– <eAd¿t(í)e _A*d¿(í)–1)> – 2 /
dt R \ dt /R
dá(t)\
. dt /p
-Rl2
/df;y()dá(,)\ +o(d() \ (dt)2 / r
In limita dt -» 0 terasele de ordin dt sunt neglijabile astfel incat
- Д ha - íωα)ά+(t) - 2£> | Á|2] }.
în, § 41
TEORIA OPERATORULUI CUANTUM NOISF
119
Un eq. Transformarea Fourier de tip (2.10) a acestei ecuații, în afară de mișcarea oscilativă, dă ecuația Fokker-Planck pentru P pe care am obținut-o mai devreme. Ipotezele fizice care intră în această derivație par mai stricte decât cele făcute în derivația matricei de densitate, dar sunt echivalente din punct de vedere fizic.
Odată făcută aproximarea lui Markov, teoria modului de radiație a rezervorului devine gaussiană în sensul uzual al ecuației diferențiale de ordinul doi, Fokker-Planck. Cu toate acestea, chiar și atunci când aproximarea Markov este invalidă, interacțiunea rezervorului este gaussiană. De exemplu, să presupunem că <L+(t) £(/')> = У
KkK/ei“k(í_ro)e“iü,'(, _,o>TrR(pl< bfh,) = ΣK|2M«- '> κ, eu κ
nu mai poate fi aproximat cu sens prin ^knkykó(t – t'). În ciuda acestei nelocalități în teorie, funcția P rămâne neschimbată în formă în starea de echilibru. Se schimbă doar metoda de calcul ñ. O teorie a zgomotului cuantic puțin mai generală decât eq. (4.5) arată acest lucru.
Să presupunem că ec. (4.4) nu se transformă în ec. (4.5) forma, adică:
/ d \ f '
I----Hωα0) â(t) + dt'r(t- 1'= L(j),
\ di 'J - oo

unde T"(r — z1') =   2 exp { — iojk(/— r')}- Această ecuație este valabilă pentru
t — timpul de relaxare al unei Ec. (4.6) se înlocuiește apoi cu
La)
dt'Gr(r —t')L(t'),
00
unde Gr, o funcție Green retardată, satisface
(d
dt
+ ί́ωα0
Gr(t —1') +   dt"rç+(tt")r(tt")Gr(t"-t') = <5(tt').
v — 00
În consecință, în stare de echilibru,
χ(A, t) =
• exp
-λ* f dt''Gr(tt")£(t")
V — oo
= < Π exp (Ág^k) Π exP (~λ*9ι bi)>
la   l
= ΓI <exP(^*^OexP(~Ah3\)> = exp {-I2 Σ P*N2}>   (4-21)
spre a
Unde
9 k \u003d -ikk
dt''Gț(t-í")c_i"',íí"_toi
— 2kke lcOk(t la)Gr(a>k).

Ec. (4.21) identifică ñ ca nJ^J2 = 4π2 £fc|R-j4|Gr(œfc)|2. Simplitatea acestui model de rezervă și presupunerea noastră că
Pr \u003d P (Tg * cp {-F}) -1 exP {-F}
La
a făcut din calculul proprietăților de corelație ale curentului de zgomot o chestiune ușoară.

Anexa I

De obicei, se întâlnește distincția dintre imaginile Schrodinger și Heisenberg dintr-o ecuație precum eq. (1.1) cu p(/0) = I7. íoXh Gl:
«(0 = <7, G>·
În loc să se calculeze a(t) din ecuația operatorului de mișcare pentru â(t), se pot defini stările Schrôdinger |y, r>s și s<y, t\, care timp evoluează din stările specificate inițial |y, t0 > și respectiv <y, Gl, conform condiției <γ, f0|à(t)|y, t0} = s<y, t|ô(t0)l7, Os- Această condiție este îndeplinită dacă
|γ, (>, = r0>
sau idjy, t)s = H\y, t)s. Trecerea de la calcularea dependenței de timp a lui â(t) la calcularea dependenței de timp a lui |y, r)s este echivalentă cu tranziția implicată în d(t) -> p(t). Rețineți că p(t) = |y, t>ss<y> d· Starea Schrôdinger sau imaginea Schrôdinger este folosită ca matematică! dispozitiv, care oferă o metodă alternativă pentru calcularea cantităților precum a(t). Teoria funcției a lui Green (sau teoria Z-funcțională) se bazează, de asemenea, pe o matematică! dispozitiv, unul nu atât de familiar, dar la fel de puternic pentru matricea de densitate a imaginii Schrôdinger. Este o abordare care poate fi formulată convenabil și în termeni de state dependente de timp. Aceste state definesc evoluția în timp a operatorilor, precum și procesele de măsurare de bază ale mecanicii cuantice. De exemplu, fie \ n, r0> o stare n fotoni la momentul r0: â + (t0)â(t0)\n, r0> = n\n, t0>. Dacă ar fi posibil să se pregătească și să se măsoare o astfel de

stare, s-ar putea pune întrebarea: care este probabilitatea ca în momentul t(> t0) câmpul de radiație să fi evoluat în starea m fotoni <w, t|, unde < m, t\â+(t)â(t) = <m, t\m! Răspunsul mecanic cuantic este |<m, t\n, /o)|2. Starea <w, t| are o dependenţă de timp determinată din idt<m, t| = <m, t\H, <m, t| = <m, t0le~1H(t_io)·
nu]

În special, o diferențiere în funcție de timp arată că <w, t\â(t)\n, t) este independent de timp. Diferența de punct de vedere dintre \n, t'y și \n, t)s este o diferență între o rotație în plus și în minus a sistemului de coordonate, respectiv. Să presupunem, de exemplu, că inițial p(t0) = £„l«, t0>pnm<w, tol· Atunci. mai târziu,
p(t) — Σ |n, jucărie t0| (sistem de coordonate fix)
n, m
= £ |n, t>spnm(to)sO'1, d (rotația negativă a sistemului de coordonate). n, m
Prin contrast, ά + (/0)«(/0) = ^„|л, toyn(n, Zo| iar ulterior ó+(/)ó(í)
= £ |n, toy nn t0 | (sistem de coordonate fix)
n, m
= Σ |/z, Z> /z </z, i| (rotația pozitivă a sistemului de coordonate).
Statele dependente de timp ale operatorului oferă o conceptualizare utilă a celei de-a treia abordări pentru calcularea momentelor și a funcțiilor de corelație. Fie â(t) să fie extins în termenii unui set complet de state operator la momentul t:
â(t) = Σ I/' d·
y', y"
Apoi
«(0 = Σ <7'0<У'i«IУ"><7''иIy"'Лo><7"'IPI7> (ALI) y. / y"* y'"
exprimă a(t) ca o combinație liniară particulară de amplitudini de tranziție elementare <y, Z0IÂ OO”, d/"> ΛιΣ Amplitudinea de tranziție <γ", ήγ'", măsoară cantitatea cu care sistemul (câmpul de radiații plus atomi) , inițial în starea y'” la momentul t0, se va găsi prin intervenția unor procese dinamice în starea γ” la momentul t ulterior; dacă s-ar putea pregăti și măsura astfel de stări cu mai multe corpuri, în cele din urmă s-ar măsura probabilitatea ca tranziția să aibă loc: | <y", d/", Ol2· Conceptual, prin urmare <y, tol/> O trebuie interpretat ca amplitudinea de tranziție a unui proces inversat în timp sau ca o întrebare despre trecut; și anume, care este valoarea cu care sistemul în starea γ' la momentul t era în starea γ la momentul t0. Calculul istoricului temporal al valorilor așteptate ale variabilelor macroscopiei este, prin urmare, o însumare complicată a proceselor de microscopie elementară, care, într-un anumit sens conceptual, implică o cunoaștere a mișcării inversate în timp a întregului sistem.
Ec. (ALI) sugerează o abordare a calculării a(z) care are multe matematici! avantaje. Se sondează separat, cu forțe externe, for-

Dezvoltarea în timp în sens invers și în timp a sistemului conținută în suma pe amplitudini de tranziție. De exemplu, comportamentul în timp al întregului sistem poate fi studiat prin conducerea câmpului de radiații cu o sursă externă de curent K. Dacă K ar funcționa în timp ce sistemul a evoluat din starea I/", r0> către alte state, „înainte”. timp” amplitudinea tranziției <7", И/", ar fi dependentă de K. Ca procedură pur formai matematică!, este posibil să se calculeze îz(/) ca

funcțional a curenților externi K astfel încât, pentru amplitudinile de tranziție în timp înainte </', ήγ'", /0>, există un K diferit de operare decât pentru amplitudinile de tranziție ale acordului înapoi <7, Zo|/, />. Această procedură formală transformă problema calculării funcțiilor de corelație într-una de calcul a derivațiilor funcționale. Un alt mod de a scrie ec. (Al.l) este în termeni de operator de tranziție
U. Când forțele externe acționează, imaginea fizică este ca în Fig. Al,
Fig A 1 Externai (curenții complexi ι, A' și λ , alimentează cu energie într-un mod de radiație, sistemul S, care este cuplat la un rezervor R printr-un potențial de interacțiune, И.
iar Hanultonianul total // este dependent de timp:
H(t) - (Hs + HR+7)(t) + K*(t)á(t) + á+(t)K(t).
Soluția ecuației id/y", r|y"', /0> = <y", toy satis-
Determinarea condiției la limită corespunzătoare la t — t0 poate fi exprimată ca
<У", Иу'"> /o> = <?"- 'JF U, Л,)|y"'. /0>
unde L'(Z, t0) este operatorul de tranziție care satisface
idt l/(i, i0) = HSH(i) L(t. íθ)
= í·(/0,/0) - Ї·
Hamiltonianul dependent de timp Schrodinger í/SH(r) este dat de
^sh(/) = (F/s + -Hr+Ю('o)+K (t)â(t0) + â+(t0) K(t)
și este înrudit cu Я(/) prin
H(i) = (C(i, i0)) WSH(t) F(t. t0).
Prin urmare
i^Xy , t|y , jucărie — <y , i0|HSH(i) I7(i, i0)|y''', t0)>
= <У", ío)H(í)|γ,//, i0>
= <y", t|H(t)|y"', i0>.
III] ANEXA II123
În mod similar
<7- M?', O = <7, o|tf+(/, o)I7', t0>,
unde U+(t,tu') = (C7(z,i0))_1 = satisface U(jQ,t).
ionU+(t, t0) = l7+(/,to)HSH(t).
Folosind aceste soluții pentru amplitudinile de tranziție, putem rescrie ecuația. (AII) ca
a(t) = Tr {C7+(t, to)â(tQ)U(t, t0)p(t0)}.
Anexa П
Unul are două sisteme cu hamiltonieni, 7^ și H2, care interacționează prin Hl2. Analiza teoretică începe de la ecuația operatorului de mișcare pentru matricea densității totale p a celor două sisteme (Lax [1964]):
(A2.1) di
unde H = Hγ + H2 + Hl2. Se definesc matrice de densitate, p{ și p2, pentru sistemul unu și, respectiv, doi, prin trasarea față de un set complet de stări ale celuilalt sistem:
Pi(0 = Tr2p(t) ξ У <a2,t0lp(t)k2Лo>,
P2(0 = Tri p(t) Ξ £ <fll, /oip(Φi · *o>·
ai
Ecuațiile de mișcare pentru pt și p2 sunt obținute din ecuația. (A2.1):
¡^■w = [//,, p.ùa+Tr.lH,,.(A2.2) dt
iaУ'_) _ uc-, pr(<0+тг,[лiг, pf/fl. (A2.3)
dt
În continuare, operatorii scrise fără dependență explicită de timp sunt înțelese a fi evaluate la momentul inițial /0.

O procedură pentru rezolvarea ecuațiilor. (A2.2) și (A.2.3) este de a extinde p în jurul aproximării Hartree, p(t) κ ^(OPrCO· Deoarece [Hl2, PiCOPrCO] = [Hi2p^t), p2(t)] + [Pi (.t)Hí2, Pt(i)], în aproximarea Hartree, fiecare sistem evoluează în timp interacționând cu un potențial mediu, EJr) ξ Tr2(Я12p2(i)) sau Ξ TrДЯ^p^/)) al celuilalt sistem:

[П
í^ = [H,+κ,ω,ρ,ω],
di
.л'>(,) = [и2+ь(0,p2(>)].
di

Deși p(i) st Pj(t)p2(t) rezolvă ecuațiile. (A2.2) și (A2.3), nu rezolvă ecuația. (A2.1). Trebuie să setăm p(t) = pl(t)p2(t) +pl2(t) și apoi să obținem o ecuație de mișcare pentru p12(t) din ecuațiile. (A2.1)-(A2.3). Prin urmare, această procedură poate fi considerată ca începând cu neglijarea corelațiilor dintre Sisteme și apoi corectând prin întoarcerea pentru a calcula ceea ce a fost omis. Prin corelațiile statistice conținute în p, 2(t) cele două Sisteme devin cuplate în sensul termodinamic ireversibil. Aceste corelații produc relaxări și schimbări calitative ale Sistemelor și, în plus. conduce fiecare sistem cu emisii de zgomot de la celălalt.

Dacă presupunem că Vl = V2 = 0, ceea ce este adesea cazul, atunci setul cuplat de ecuații de mișcare pentru pt, p2 și pl2, obținut din ecuațiile. (A2.1)-(A.2.3), sunt

= [H,.P,(')]+Tr2[H,2.p,2(0], dt (A2.4)
í^M = [H2,ρ2(<)]+TΓ1[Hχ2;P12(()], dt (A2.5)
I = [H, P,2(0]+[H,2. p,(«)p2(<)] dt
-Tr2([tf12.p12(í)])p2(í)-P,(í) Tr,([И12,p12(/)]). (A2.6)

O metodă de analiză a acestor ecuații este de a neglija termenii urme peste Hï2 și pi2 din eq. (A2.6) și să rezolve implicând

-[H,p,2(ì)] = [H,.,ρ,íOρ,O)] dt (A2.6')

pentru pi2- Soluția formală este

p12(<) = -i f'dl'e-''','-' >[H,2,pI(1')p2(t')]el"<'-''>. v la (A2 .7)

unde am presupus că inițial cele două sisteme sunt necorelate astfel încât p12(t0) = 0. Ec. (A2.7) se pare că începe o soluție iterativă pentru pl2 în termeni de pr și p2.

Ec. (A2.4), (A2.5) și (A2.6) tratează ambele sisteme pe picior de egalitate și permit unuia să studieze modul în care fiecare sistem reacționează la celălalt în

UI]

cursul schimburilor de energie între ele. Aceste ecuații permit, de asemenea, să studieze o interacțiune cu rezervor atunci când unul dintre cele două sisteme este prea mare pentru a răspunde semnificativ la aportul de energie de la celălalt. Un bun exemplu al acestei situații este oferit de ansamblul de oscilatoare bk considerate colectiv ca un sistem rezervor în interacțiune cu â până la V.

Fie p2(t) matricea densității pentru sistemul {bk} și pr(t) matricea densității pentru sistemul â. Dacă nu s-ar presupune că {bk} constituie un rezervor, ec. (A2.4)-(A2.6) ar trebui să fie rezolvate în mod auto-consecvent pentru Pi și p2. Presupunerea rezervorului permite să se ia dp2(z)/dt « 0. Apoi, presupunând că bk sunt independente statistic, se

poate seta p2(f) ~ P2 — Гъ^' unde {pk} sunt, de exemplu, { bk} amestecuri de echilibru termic. În echilibru termic, = Tr (ькрк) = 0 = <б^+>. Nu,
V nu dă potențial de derive și ec. (A2.4), (A2.5) și (A2.7) pot fi utilizate sub forma,
I = [Hs, P1(0]+Tr,[Г.pI2(t)], (A2.8)
dr
æ o,
dt
P,2(<)« -i Гa/'[И(г'-г + Гo), (A2.9)
la
unde H- şi V sunt date în introducere şi E(t) = exp — f0)}· K(/o) exp { — iH(t —10)}. Când eq. (A2.9) este substituită în ec. (A2.8), se obține o ecuație de mișcare pentru care o cuplează la funcțiile de corelare de ordinul doi ale sistemului rezervor:
d!
= -i I ^i'TruîfK + ,pl(/')eiH('_,)p2]]}. (A2.10)
J la
Ec. (A2.10) este o versiune bine formulată a teoriei rezervorului mai simplificată care a fost folosită în primele zile ale teoriei rezonanței magnetice nucleare (Abragam [1961]). Mai recent, această ecuație a fost folosită împreună cu diverși hamiltonieni de interacțiune fenomenologică pentru a determina statisticile cuantice ale proceselor optice neliniare (Shen [1967]). Deoarece
V este în general mic, este o aproximare bună de luat
ei"(t-,',p1(t')eiH(,-,) P1(/)
sub integrala eq. (A2.10). Aceasta înseamnă o neglijare a unora dintre

mișcarea seculară indusă în ργ de interacțiunea rezervorului. Deoarece integrarea i’ este peste funcțiile de corelare ale rezervorului, care au timpi de corelație scurti în comparație cu timpii de corelație și dezintegrare a modului de radiație, această procedură de propagare a Pi este o bună aproximare pentru o teorie Markov. Modelul cu care avem de-a face ne permite să elaborăm explicit consecințele corelațiilor induse de interacțiune și să observăm în ce sens V trebuie să fie mic și în ce măsură o aproximare Markov este satisfăcătoare
Cel mai simplu mod de a evalua urma peste coordonatele rezervorului, așa cum este indicat în eq. (Λ2.10), este de a aproxima dependența de timp a lui V(t'—t+t0} prin dependența de timp I ree-field:
l (í'-t + í0) eÎ(Hs + "R)(t'_,)i (i0)e“i('/s+/'KK,^')
= У (κ-Λά+M~Kωα°~ωA ■t') + K*6fc+áeit<a“0"“k,(f“f')).
κ
Presupunem că bt-urile sunt distribuite în amestecuri de echilibru termic necorelat de stări henee,
Apoi. întrucât urmele peste II (τ)(τ _ / —/') implică
Tr2(6,í,p2) = Tr2(6,+«,+p2) = 0,
Tr2(bfc = 1>κ/Hi ,
&κ P2) = 'h/(1 +
unde iik — Tr2 (bk bkp2) — (exp (/kuj—1)_1, urma din ecuația (A2.10) are evaluarea,
Tr; „[I.[Г(-τ),ρ1(/)ρ2]]}
= Σ |Kfc|2{ei('0“°-“^[d+,dp1(í)]-e-Í(<B»°-£a'')U p.í/ú]
+ [a, PiíOU + ^e-^-^U [â+, P1(t)]]}.
Acum putem privi integrarea /' în detaliu.

Integrarile care trebuie efectuate in ec. (A2.10) sunt
ft-ío
I drV !E4|2ε,,ω“o_ω0τ
Jo κ
III]

și integrarea complexă conjugată. Pe măsură ce t –10 crește, integrarea peste τ acționează ca un filtru de frecvență. Doar acei osciliatori bk ale căror frecvențe sunt cele mai apropiate de ωα0 au un efect semnificativ asupra mișcării lui â. Acesta este motivul pentru care, din punct de vedere al interacțiunii, atributele fotonice ale câmpului de radiație sunt derivate din interacțiunea acestuia cu materia cuantificată discretă. Dacă spectrul lui {a>k} este distribuit dens și larg în jurul ωα0, suma exp {í(ωα0 – сик)т} dispare rapid pe măsură ce τ crește din cauza interferenței distructive. Heпce efectele corelative ale interacțiunii se acumulează rapid în timp, rR, este nevoie de IR\|2 exp {í(ωα0-ωΛ)τ} pentru a se anula. Dacă apar modificări seculare neglijabile în sistemul â în intervalul de timp rR, aproximarea Markov este validă. În plus, pentru t~toy>'TR,

°dr У |кк|2ei(<ая0"<°к)т v I dry |Kfc|2ei("“°~“kh O к J O   к
= ^ + ·Δωα0·

Prin urmare. echivalentul (A2.10) poate fi rescris sub forma Markov pentru t – t0 >> rR.

Rezultatul este listat ca eq. (2.2) în text.

Anexa III

Lax [1967] Prezintă teorema regresiei cuantice după cum urmează. Dacă M este membru al unui set complet de variabile fizice markoviane Mμ, și dacă <Mμ(í)> satisface ecuațiile liniare ale mișcării d{Mfl(t)')/dt = (Au) = У4»<Ю + Л ° astfel încât <ΛY(/)> =   atunci într-o sta-stare ționară, în cadrul valorii așteptate (Ni(t')M(t)N2(t')), M(t) poate fi legat de M(t') în același mod în care este legat de <Л/д
(/')>:

= XO„(ft')<N,(i-)M,(ï')N2(t')>.
μ

Problema calculului   se reduce astfel la problema calculării   Mμ(ΐ')N2(í')) și a ratelor de relaxare a soluția tranzitorie pentru Toate acestea se pot face din soluția pentru
P(a, t)(P'(a, τ)).

Cea mai semnificativă aplicație a teoremei regresiei cuantice a fost problema calculării funcțiilor de corelație pentru câmpul de radiații (Lax și Louisell [1967]). Când pRM satisface o ecuație a mișcării Markov, întregul sistem â este markovian. Setul complet de variabile Mμ este construit din întregul set de â și á + producís ordonate normal

și luate a fi combinațiile {<5(à+– a*)<5(d –a)}, unde indicele μ devine indicii de continuare a și a*, iar suma peste μ este o integrare J d2a. Relația Kolomogoroff-Smoluchowski se conectează la <   după cum urmează:

<M(Ï)> = I d2aM(a)P(a. t)
= |*d2aj d2a M(a)P(a, l|a', l')zd(a+(l') – oc'*)d(a(1') – a')>, unde
<<5(<5+(/') – a'*) <5(<5(7')–a')> = P(a'. /'), (A3.1   )

Se identifică Om(1 — t') ca J d2a 1/(α)P(α, ?|α', t'). Prin urmare, în teoria funcției P, se calculează funcțiile de corelație în stare staționară din ecuații precum
<o + (τ)<7(0)> = Jd2a Jd2a'a*a'P(a, τ|a', 0)Pss(a'),   (A3.2)
<ά + (0)ίί + (τ) ó(τ)ά(0)> = Jd2a Jd2a'|a|2|a'|2i>(a, τ|α', 0)Pss(a'),
(A3.3)
derivat din teorema regresiei cuantice.
Lolisell și Marblrger [1967] au oferit o derivație alternativă a ecuațiilor având forma ecuațiilor. (A3.2) și (A3.3). Fie CO astfel încât, ca mai sus, sistemul â sa echilibrat la momentul t = 0 cu rezervorul, care este descris de pR = independent de timp. Astfel, pentru t, t' > 0, <á + (t)ó(/')> va depinde numai de t — t' deoarece pr este independent de timp pentru 1 > 0:
<«+(t)«(t')> = Tr
= Tr {«+e-IH(г~па eiH(tr)p(t)}
» Tr {eIЯ(I-1''« + e-IH('-°apг(0)pк}.
Dacă se folosește o teorie a stării coerente și pr(0) J d2a|a)Pss(a)<a| este substituită în ecuația de mai sus: atunci,
<à+(τ)«(0)> = J d2a JdVaV TrR{pR|<a|e~ii/T|a'>|2}P,s(a').
Proprietatea Markov este valabilă dacă este posibil să se identifice P(ot, τ|α', 0) cu
TrR{pR|<a|exp (-íHτ)|α'>|2}.

Pentru a avea condiția inițială corectă, identificarea corectă este
P(«, τ|α', 0) = 1 TrR{pR|<«|e-|"'K>|2} - 1 |<«|α'>|2 + δ<2>(«-« ').
Anexa IV
Pentru a integra ecuațiile noastre. (3.14)-(3.17) în mod unic trebuie să precizăm constantele integrării. Acest lucru îl facem în mod obișnuit; căutăm condiţii de limită sau iniţiale. Luați în considerare sistemul {bk}. La momentul tl (cel mai recent timp) trebuie să avem bk+(tr) = bk_(t1); adică ne gândim că sistemele noastre bk se dezvoltă sub i/+(c, r0) de la t0 la tx și apoi sub t/7(c, r0) = t/_(r0, rj de la t1 înapoi la t0: vezi Fig. 3.1 În plus, putem obține o relație simplă între bk+(t0) și àfc_(r0) după cum urmează: p(t0) = p'(t0) x (l-exp (-£wfc)) exp și
Whi) — Tr {Í7_(t0, и+(iк, to)bk(to)p(t0)}, în timp ce
VGo) = Tr {^(í0)17_(í0,   ,/,.')p(/0)}·
Dar, prin invarianța ciclică a urmei,
M<») = Tr Í , r,) V+(r,, '») ,vP
(l-exp(--M))   '
= Tr {U^t0,tl)U+{t1,t())exp{-Pœkbkbk)bkeKp^œkbkbk)p(t0) j
= bk+(t0)e+Pcik.
Colectând împreună condițiile la limită la tk și t0 avem
¿U',) = M»r),   (A4.1)
M«o) = M>«>+''""·   (A4·2)
Într-o manieră complet asemănătoare,
(A4.3) tf-Po) = (A4.4)
Să revenim la problema integrării ecuațiilor. (3.16) și (3.17) în termenii condițiilor la limită ec. (A4.1)-(A4.4). O integrare directă a ecuațiilor.

(3.16) în termenul valorilor la limită 6Λ+(/0) și b. (/() este
6k + (i) = -ih* i di'exp {-iœk(tt')} a + (t') + bk + (t0) exp {-iu)k(t -10)}, J la

(A4.5)
!>„-(>) = –ix* I di' exp {-irat(ï +(/,) e«p {-irat(í-í,)¡
- tl
Totuși, după condiția de limită bk_(tt) = bk+(ti) și ecuația pentru ьк+ (iк), putem scrie
P1
&л-(i) = IA* I d/' exp {- iwk(tt')} a (/')
+ ih* | di'exp {- íωA(/-í')} a+(t') + 6k+(t0) exp {-ico^ti-to)})
xexp {–icok(t –tj}. (A4.6)
Această ecuație pentru bk_(t) poate fi folosită, împreună cu condiția la limită Z?k_(/0) = exp (+ /?wk)Z>k+(i0), pentru a rezolva pentru bk+ (t0) ca funcțional a unei ± și ¿z* :
)(e ^-1) = ù< I dt'exp {-icok(to-i')}a-(i')
* fO
pi
-IK* dfexp {-icoл(i0~0}« · (t')
• fo
sau
f<l
bk+(i0) = ih*/ij dt'exp {imfc(t'-i0)}0 (/')-π+(í'υ (A4.7)
* la
unde nk = (exp (/?ωA) –1)_1. Ec. (3.17) poate fi integrat în mod similar. Condiția la limită corespunzătoare foi ¿*+(t0) 1S
¿*+Go) = M'k+l)i dt'exp {-iwk(t'-t0)}(a*(t')-aî(i')). (A4.8) la
Rețineți că bk+(t0) / 0cu excepția cazului în care + = a_, ceea ce înseamnă dacă K+ = K_.
Ec. (A4.5)-(A4.8) poate fi folosit pentru a exprima bk±(z)(și b*±(t)), și, prin urmare, curenții, în întregime ca funcționale liniare ale a± și я* . Pentru a rezuma fizica calculelor noastre până în acest punct, imaginați-vă pentru o clipă că bk sunt variabile de curent atomic. Apoi, răspunsul curent la câmp ar fi formal neliniar și bk± ar fi formai funcționale neliniare ale a ± . Totuși, dacă ansamblul bk constituie un rezervor, reacția lor la a± va fi predominant liniară. Modelul pe care îl luăm în considerare este
nu]

de fapt, răspunsul bk să fie strict liniar. Soluțiile pentru curenții k± și k* care rezultă din integrările ecuațiilor. (3.16) și (3.17), în urma aplicării condițiilor la limită, așa cum s-a subliniat mai sus, sunt
eu nu
k+(t) = -i dt'(B++(ti')rt+(/')-B+-Gt')^-(r')ì, (A4.9)
*■ Du-te
k_(t) = – dacă dt'(B_+(ri')a4(r') ——t')íi (t')}, (A4.10)
AĪ(t) = -i|,1dt'{uî(t')B++(t'-t)-u*(t')B_+(t'-t)}, (A4.11) J la
k*(t) = -γAl{a^B+4l'-l)-a*(l')B_4l'-l)}. (A4.12)
*' la
Unde
B+.(т)r£|к,|Чe-'"·',
k
k
B+ + (t) = i?+(t)B_ + (t) + i/_(t)B+_(t),
B--(t) = ^+(t)B+_(t) + i/_(t)B_ + (t),
și
„+ws {i;

τ > O τ < 0 .
Oh,
1,
τ > O τ < 0.
Rețineți că soluția pentru k*_ = У^кк*Ь'кк se obține în mod formal din soluția k+ = ^kKkbk+ prin efectuarea simultană a operației * și interschimbarea etichetelor + și –. În plus, se poate verifica că B-urile sunt compuse din valorile așteptate ale sistemelor bk luate în absența interacțiunii între â și
в~,(<-0 в__(»-/')/ ί- \<6t(<)6t(»')>2 «Ш'O'MГ
Unde
0>^тr(^ = Tr(<5 -^4°'^).
\ (1-exp {-Mi) '
Acum avem soluții pentru curenții atomici care îi exprimă ca funcționale liniare ale intensităților câmpului a± și a* . În continuare am dori să rezolvăm ec. (3.14) și (3.15) pentru a± și o* ca funcționale ale lui K± și Æ*.

Ecuațiile mișcării sunt cel mai bine analizate prin prisma combinațiilor ad(t) ξ (α_ – a+)(/) și ûs(r) ξ (α_ + a+)(r). Înlocuirea ecuațiilor. (A4.9) și (A4.12) în ecuațiile. (3.14) produce următoarele ecuații de mișcare pentru ad și c?s:
dt'T(\tt')ad(t') = Â'd(t),
*0
(A4.13)
d \ f'1f'1
i – -ωα0I as(t) + i dt'r(+)(tt')as(t')-i di'Φ(ί-ί')αά(ί') = Ks(t),
di / * to2 to
(A4.14)
Unde
A„(/) s (K.-K,V>. K,(0 s (K_ + K+)(t), ΓIT)(τ) = 4lfc|r(t). Γ(τ) = (B_+ –B+_)(τ) = X |KtP<[ít(r),6«(0)]->.
κ
Φ(τ) = (B_ + + B+_)(τ) = £ I^κI2<[ьκ(τ), />/(0)] + >.
κ
Γ determină răspunsul od, as, și deci a la curenții externi; Φ determină nivelul de excitație al modului de radiație în absența forțelor externe și este determinat de spectrul de fluctuație al rezervorului. Ec. (3.8) poate fi rescris în termeni de curenți de conducere Kd, Ks, K* și K*:
δ în Z = Γ^{δK* (t) us(0 + ÔKs*(t) «d(r) + ud*(t) ÔKs(t) + ns*(t) ÓKd(t)}.
z Jto
(A4.15)
Având în vedere corespondența menționată mai sus dintre soluțiile curente, k± și /c* , nu va fi necesar să se analizeze în continuare ecuațiile de mișcare я*. Un schimb de etichete + și – și o conjugare complexă simultană a soluțiilor o± dau soluții a*. Matematica! sarcina este acum de a rezolva ecuațiile. (A4.13) și (A4.14) pentru derivatele funcționale parțiale ale lui In Z și pentru a rearanja echivalentul. (A4.15) în forni integrabile.
Când spectrul de frecvență {cufc} este amplu, B+_ și B_+ sunt efectiv nenule doar pe intervale scurte de timp. Aproximația Markov poate fi făcută și testată, criteriul de testare fiind ca modificările de timp

seculare de a± să fie mici pe perioada de corelație tr a B-urilor. Dacă acest criteriu de testare este îndeplinit, atunci pentru ori > t > rR ~ 0, se poate folosi ad(f) ad(t) x exp { — íωα0(?' — t)} și as(t') % as(t)) exp { — íωα0(T — t)} pentru a rescrie ecuațiile.

(A4.13) și (A4.14) ca ecuații locale de mișcare:
y +íωα+í as(t)-(2n + l)yad(t) = -iKs(t), dt /
(A4.16)
(A4.17)
Unde
f°
ω7 ξξ ma0 + ij dr Γ(r)e+icт'oΓ = ωα+|ΐγα,
Лoo
= ωχ0-í ύτΓ(τ)ΰ́íω“0T= ωχ-íïγα, J o
(2η + 1)γα = f dr Φ(г)c'ю*°т = 2 £ пκ yκ + γχ.
V — ac κ
Soluțiile la
— -τ7«+íωα «d = -iKd, dt /
d,
- + |γα + ιω2 .dt
«s =
— iÀ + (2n + l)y2«d,
în general, sunt
«d(t) = exp {-i(w2 + -liy2)(t-t1)}ad(t1)
+ i dt'exp {-i(m2 + |iy2)(tt')}Kd(t'), (A4.18)
J t
as(t) = exp {-i(w2-iiya)(t-to)}as(to)
+ I dt' exp { —i(co2 —|Í72)(í —1')}(—iKs(t') + (2h+ l)yaud(t')).
(A4.19) J t0
Datorită faptului că izd(tt) = 0 și — 0 pentru t' t15 eq. (A4.18) poate fi rescris ca
ud(t) = i dt'exp {-icoa (tt')}Kd(t') = -i dt'Ga(tt') Kd(t'),
J t v — 00
(A4.20) unde
Ga(j) = exP {-ΐ́(ωα+íΐ́γ«)τ}.

Mai mult, lăsând r0 — ce se va produce următoarea ecuație pentru as(/):
î/Ji) = Í
df exp)'.(-iK\(t')+(2n + l)vaad(i'))
dt G,!/-/')(-iK\(t')+(2// hl);·,«<,(/')).
Unde
G.It) ξξ z/+(r) exp { —í(ωα —|íγα)τ}.
Combinarea parametrilor (A4 20) și (A4 21) dă, în sfârșit,
«s(0=-i| dt'Gr(tt')Kb(t')
-i(2ñ+l)yJ di' id/''Gr(tt')Ga(í'-t")Kd(t").
(A4 21)
(A4.22)
Dacă nu am fi lăsat t0 -> — oo, ar fi trebuit să determinăm condiția la limită tfs(/0) așa cum am avut condiția la limită bk + (t0). Soluția pentru as(t) in ternis a ûs(r0) ne-ar permite să determinăm, de exemplu, progresia modului de radiație de la o stare de echilibru termic la alta, așa cum a făcut Schwinger. Starea de echilibru este

atinsă pe o scară de timp stabilită de y”1. Vrem doar soluțiile, ec. (A4.20)și(A4.22),toeqs. (A4.16) și (A4.17) care conduc la evaluarea funcțională a funcțiilor de corelare a echilibrului termic. G.,(r) și G/τ) sunt funcții avansate și, respectiv, retardate ale lui Green. Deoarece (Gr(r))* = (—)Ga(— τ), rezultă din ecuațiile. (A4.20) și (A4.22) că

4(t)=-ii d/ K*(t')Gr(z'-t) (A4.23)

V - 00

și

p OO

«b*(t)= -i| ^dt'R*(fjûa(/'-0

—i(2/ï+1)γα Í di'f dt"K*(t')Gr(/,-t")Ga(t"-t). (A4.24)

Când echiv. (A4.20), (A4.22) și (A4.24) sunt introduse în ecuația. (A4.15), partea dreaptă a ecuației poate fi reasamblată ca o variație totală (la starea de echilibru);

8inZ“ = ,d'J /''(κЇ(')o,(>-/')κ,(ι')+κ,·(<)σ.(ι-í')κά(ι')

+ Kd*(i)(2ñ + l)7,i d/'-/')T.,(í'))!

J — oo J

d'J-»d',(Æ*(')'(_)ÆÎ))<?(,_',>(θ'))}' (A4·25)

30 l·

ΠI]

Unde

G++(tt')

G+ _(zz')\

G- -(tt')J

-i<(ô(z)o + (r')) + >

— í<ά(ζ)ó + (ζ')>

i<â+(/'MO> i<(á(/)ó+(z'))_>

(A4.26)

G(tt') =

Referințe

Abragam, A., 1961, The Principies of Nuclear Magnetism (Oxford University Press, Londra). Agarwal, GS și E. Wolf, 1970, Phys. Rev. D 2, 2161, 2107, 2206.

Bernard W. și HB Cai len, 1959, Rev. Mod. Fiz. 31, 1017.

Callen HB și TA Welton, 1951, Phys. Apoc. 83, 34.

Fleck, JA. 1966, Phys. Apoc. 149, 309.

Glauber, RJ, 1963, Phys. Apoc. 131, 2766.

Glauber, RJ, 1963b, Phys. Apoc. 130, 2529.

Glauber, RJ, 1964, în: Quantum Optics and Electronics, eds. C. DeWitt, A. Blandin și C. Cohen-Tannoudji (Gordon și Breach, New York) p. 65, în special, prelegerea XIII.

Glauber, RJ, 1966, în: Physics of Quantum Electronics, eds. PL Kelley, B. Lax și PE Tannenwald (McGraw-Hill Book Co. Inc., New York) p. 788.

Gordon, JP, L. Walker și WH Louisell, 1963, Phys. Apoc. 130, 806.

Gordon, JP, 1967, Phys. Apoc. 161, 361.

Haken, H., H. Riskfn și W. Weidlk h. 1967, Z. Physik 206, 355.

Hanbury-Brown R. și RQ Twiss, 1956, Nature 177, 27.

Hanbury-Brown, R. şi RQ Twiss, 1957, Proc. Roy. Soc. (Londra) A242, 300. Hanbury -Brown, R. și R. Q Twiss, 1958, Proc. Roy. Soc. (Londra) A243, 291. Klauder, JR și J. M(Kenna, 1965, J. Math. Phys. 6, 734.

Klauder, JR și ECG Sudarshan, 1968, Fundamentais of Quantum Optics (WA Benjamin, Inc., New York) p. 32.

Korenman, V., 1966, Ann. Fiz. (NY) 39, 72.

Kubo, R., 1957, J. Phys. Soc. Japonia 12, 570.
I ax, M., 1960, Rev. Mod. Fiz. 32, 25.
L ax, M., 1963, Phys. Apoc. 129, 2342.
Lax, M., 1964, J. Phys. Chim. Solide 25, 487.
Lax, M., 1966, în: Physics of Quantum Electronics, eds. PL Kelley, B. Lax și PE Tannenwald (McGraw-Hill Book Co., New \ ork) și Phys. Apoc. 145, 110.
Lax, M., 1967, Phys. Apoc. 157, 213.
Lax, M și WH Louisell, 1967, IEEE J. Qu uit Elect. QE-3, 47.
Lax, M., 1968, Phys. Apoc. 172, 350.
WH Louisell și J. Marburger, 1967, IEEE J. Quant. Alege. QE3, 348.
Louisell, WH, 1968, în: The Physics of Quantum Electronics, eds. S. Jacobs și J. Mandelbaum (Centrul de Științe Optice de la Universitatea din Arizona, Tucson, Arizona) p. 311.
Mollow, BR și RJ Glauber, 1967, Phys. Apoc. 160, 1076.
Schwinger. eu . 1961, J. Math. Fiz. 2, 407.
Scully, M. și WE Lamb Jr., 1967, Phys. Apoc. 159, 208.
Scully, M. și W. E Lamb Jr., 1968, Phys. Apoc. 166. 246.
Senitzky, IR, 1961, Phys. Apoc. 124, 642.
Shen, YR, 1967, Phys. Apoc. 155. 921.
Sudarshan, ECG, 1963, Proc. Symp. despre Masere optice (Polytechnic Press, Brooklyn, New York și J. Wiley and Sons Inc., New York) p. 45.
Wax, N.. ed., 1954, Selected Papers on Noise and Stochastic Processes (Dover Publications, New York).
Weidlk h, W. şi F. Haake, 1965, Z. Physik 185, 30; 186. 203.

IV

CORRECTORI DE CAMP PENTRU ASTRONOMICI TELESCOPE

DE

C. G. WYNNE

Colegiul Imperial, Londra, Anglia

CUPRINS

PAGINĂ

§ 1. Introducere

Cele mai mari astronomice! telescoapele sunt realizate într-o formă care poate fi convertită pentru a funcționa la diferite distanțe focale pentru diferite tipuri de observație. Majoritatea celor utilizate în prezent sunt de formă Newtonian-Cassegrain, utilizate fie la focarul principal al oglinzii paraboloide, fie la focarele Cassegrain sau coudé formate în spatele oglinzii principale, prin interpunerea unor secundare hiperboloide. Mai recent se construiesc telescoape Ritchey-Chrétien, cu aceeași configurație generală, dar cu forme diferite de oglindă. Câmpul util al telescopului Newtonian-Cassegrain este limitat de comă necorectată, în special la focalizarea principală. Focalizarea principală Ritchey-Chrétien suferă în plus de aberație sferică; focalizarea sa secundară este corectată pentru aberația sferică și comă, dar este limitată în dimensiunea câmpului de astigmatism. Această revizuire se referă în principal la sistemele optice subsidiare care pot fi introduse în aceste tipuri de telescop pentru a oferi o corectare bună a aberațiilor pe câmpuri de vedere mai extinse,

telescopul de bază fiind fie Newtonian-Cassegrain, fie Ritchey-Chrétien și, prin urmare, disponibil pentru utilizare. în acele forme atunci când este folosit fără un corector. Această recenzie nu include un studiu general al telescoapelor cu scop special concepute pentru a oferi un câmp extins de înaltă rezoluție la o singură stație focală, cum ar fi camerele Schmidt. Dar distincția nu este complet clară, deoarece există o regiune intermediară. Au fost propuse sisteme optice și cel puțin unul a fost realizat pentru focalizarea secundară a unui telescop ale cărui oglinzi trebuie să se îndepărteze oarecum de forma Ritchey-Chrétien; în consecință, focalizarea secundară va suferi de comă, atunci când corectorul este îndepărtat. Iar adevărații corectori, care funcționează cu sistemele Newtonian-Cassegrain sau Ritchey-Chrétien nemodificate, au evoluat istoric din modele care au necesitat modificări ale formelor oglinzilor. Astfel de sisteme sunt incluse în această revizuire.

§ 2. Corectori telescopului newtonien

Telescopul Newtonian-Cassegrain, sau orice sistem similar bazat pe proprietățile focale ale conicoidelor de revoluție, are o corecție perfectă a aberației pe axă. Pentru imaginile extra-axiale, coma Seidel dă un 139 adecvat

descrierea performanțelor pentru gama practic utilă de deschideri și unghiuri de câmp, iar în aceste Sisteme aceasta dă o coma fiare de extindere unghiulară δΰ, la un unghi й față de axă, dat de δΰ/îi = ?w2, unde и este thè unghi de semi-apertura. Astfel, coma este cea mai gravă la focalizarea principală, unde unghiul de deschidere este cel mai mare. Telescoapele paraboloide mai vechi (de exemplu, 100 inch la Muntele Wilson) aveau un raport focal principal de f/5; dacă răspândirea maximă tolerabilă a comei este luată ca 1 secundă de arc (aproximativ limita stabilită de observarea atmosferică), câmpul unghiular util se extinde apoi la 2,3 minute de arc de la axă. Odată cu tendința mai recentă către telescoape mai scurte (unghiuri de deschidere mai mari), câmpul se reduce rapid. La telescopul Isaac Newton, la f/3, coma atinge 1 secundă de arc la 0,8 minute de arc de axă. Astfel, pentru paraboloidul simplu dimensiunea câmpului este foarte s mali.

Prima sugestie pentru extinderea câmpului de rezoluție bună al unui telescop de tip New-tonian pare să fi fost făcută de Sampson [1913b]; (el a considerat mai devreme (Sampson 1913a]) un sistem de tip Cassegrain cu câmp extins, la care se face referire mai jos). Pentru focalizarea newtoniană, Sampson a investigat utilizarea unui sistem de lentile, în fasciculul convergent dintre oglindă și focalizare, suficient de aproape de acesta din urmă pentru a permite lentilelor să aibă dimensiuni practicabile pe un telescop mare. El a luat un sistem de trei lentile subțiri, cu mici separații între ele, sistemul fiind aproape afocal și toate lentilele fiind realizate din același tip de sticlă, astfel încât cele două aberații cromatice primare să poată fi corectate, iar spectrul secundar. efecte eliminate. În plus, Sampson a luat în considerare corectarea aberației sferice, a comei și a planității câmpului, prin care se referea la câmpul mediu, la jumătatea distanței dintre focarele sagital și tangențial. Cu separările destul de mici între lentile pe care le alesese, lui Sampson i-a fost imposibil să corecteze toate aceste aberații, cu o oglindă primară paraboloidă, cu curburi mici ale suprafeței pe care le considera de

dorit pentru lentile. În consecință, el a sugerat ca oglinda principală să plece de la forma paraboloidală; pentru designul citat, forma oglinzii este „aproape la fel de mult dincolo de paraboloid pe cât este paraboloidul dincolo de sferă”.

2.1. CORRECTORI ROSS

Primii corectori de câmp pentru un telescop newtonian care urmează să fie realizate par să se datoreze lui Ross [1933, 1935]. În cea de-a doua lucrare, Ross se referă la lucrarea lui Sampson privind corectorii de focalizare Cassegrain (Sampson [1913a]), dar nu la cea despre corectorii newtonieni (Sampson [1913b]).

Ross a considerat mai întâi o lentilă dubletă cu un element pozitiv și unul negativ. Pentru un astfel de sistem, teoria lentilelor subțiri arată că diferența cromatică de focalizare și de mărire pot fi corectate doar dacă cele două lentile

sunt în contact. Ross, ca și Sampson, a ales un sistem substanțial afocal, astfel încât erorile secundare ale spectrului pot fi eliminate prin utilizarea aceluiași tip de sticlă pentru fiecare element de lentilă. Ross a presupus că curbura câmpului și astigmatismul oglinzii paraboloide principale sunt neglijabile și, folosind teoria aberației lentilelor subțiri, a arătat că, dacă cele două elemente ale unui dublet apropiat cu suprafață sferică afocală sunt îndoite la astfel de forme care, în ceea ce privește o oprire pe oglinda primara, astigmatismul Seidel este zero si coma oglinzii primare este anulata, apoi dubletul introduce aberatii sferice si distorsiuni care depind doar de pozitia dubletei in fasciculul convergent. Dacă distanța de la oglinda primă la dublet este DF, unde .Fi este distanța focală a oglinzii, atunci în condițiile lui Ross aberația sferică introdusă de dublet este 4S(1 — £>)/£>, unde S este o aberație sferică corespunzătoare asferării oglinzii primare la un paraboloid din sfera care osculează la vârful ei. Ross a arătat că pentru lentilele cu suprafață sferică această aberație sferică este independentă de puterile (egale și opuse) date celor două elemente de lentilă și de indicele de refracție al sticlei din care sunt făcute; dar se pare că a crezut că ar putea fi eliminată prin utilizarea unei suprafețe a lentilei asferice (Ross [1933]). Wynne [1949] a arătat că aberația sferică are aceeași valoare, pentru corectarea comei și astigmatismului dat, indiferent dacă sunt utilizate suprafețe sferice sau asferice, și pentru un sistem afocal de orice număr de lentile subțiri în contact. Dacă sistemul de lentile afocale este proiectat pentru a corecta atât astigmatismul oglinzii primare, cât și coma, atunci aberația sferică este oarecum crescută, la 45(1 — Z>)/Z>2.

Aberația sferică introdusă de corector scade pe măsură ce separarea D se apropie de unitate, adică pe măsură ce corectorul se apropie de focalizarea oglinzii. De asemenea, corectorul introduce distorsiunea, care crește pe măsură ce D este crescut, dar acest lucru nu este important în general. Există o limită a cât de aproape de focalizare poate fi luat corectorul, deoarece pe măsură ce D se apropie de unitate, curburele suprafețelor lentilelor pentru a da corecția necesară aberațiilor devin mai mari, iar aberațiile de ordin superior devin semnificative, astfel încât dimensiunea câmpului util este restricționată de acestea; Ross a ales o valoare de compromis a lui D de aproximativ 0,95. Designul lentilelor subțiri de ordinul întâi necesită unele modificări, folosind trasarea razelor, pentru a obține

un design final în care aberațiile de ordinul întâi sunt echilibrate cu cele de ordin superior, iar lentilele au grosimile și separările finite necesare.
În timp ce Sampson a propus ca aberația sferică introdusă de corectorul său să fie eliminată prin schimbarea formei oglinzii principale, Ross a considerat la început că cantități destul de mici de aberație sferică (care extinde o imagine a stelei în mod simetric) ar fi acceptabile pentru stelele.

fotometrie și astrometrie. Câteva dintre corectoarele lui dublete au fost proiectate și realizate, iar Ross [1933] a publicat fotografii, pe un câmp de aproximativ 50 de minute de arc, realizate cu unul dintre acești corectori pe telescopul Mount Wilson 60 inch f/5. Cu o valoare D de 0,95, aberația sferică în acest caz corespunde unei răspândiri unghiulare a imaginii la cel mai bun focar de compromis de aproximativ 2,8 secunde de arc. Pe un paraboloid f/3.3, cu aceeași valoare a lui D, răspândirea imaginii ar fi de aproximativ 10 secunde de arc. Acești corectori de dublete nu au fost folosiți pe scară largă, probabil din cauza acestei aberații sferice.
Ulterior, Ross a proiectat o formă diferită de corector pentru un telescop newtonian, constând dintr-o lentilă subțire de menisc concavă față de oglinda principală, cu o lentilă dubletă la o anumită distanță în spate (Fig. 1). Mai multe dintre acestea au fost
Fig I, Desen în secțiune a corectorului triplu al lui Ross pentru telescopul de 200 inch al Observatorului Palomar.
făcute, dar Ross nu a publicat nicio descriere a acestora. Wynne [1965] a publicat datele pentru unul dintre modelele lui Ross de corector cu trei elemente, care a fost realizat pentru telescopul Observatorului Palomar de 200 inch f/3.3. Acest lucru oferă o corecție bună a aberației sferice și o răspândire a imaginii comice de aproximativ 4 secunde de arc în intervalul spectral de la 405 la 656 nm la 10 minute de arc de axă. Ross a proiectat, de asemenea, corectoare de putere negativă semnificativă, pentru a reduce diafragma numerică la focalizarea principală, precum și pentru a corecta coma. Acest lucru necesită în mod necesar utilizarea de ochelari cu dispersii diferite și introduce unele aberații secundare de spectru.
Paul [1935] într-o lucrare care discuta o varietate de sisteme de telescop care acoperă câmpuri extinse de imagini bune, a inclus un tratament al corectorului dublet Ross. El a reînviat sugestia lui Sampson ca aberația sferică a lentilei corectoare să fie corectată printr-o schimbare a formei oglinzii principale și a subliniat că forma oglinzii va pleca apoi de la paraboloidal în aceeași direcție cu oglinda principală a unui telescop Ritchey-Chrétien, astfel încât Corectorii dublete ar putea fi utili pe oglinzile prime Ritchey-Chrétien. Această posibilitate nu a fost preluată până de curând, a se vedea § 3.2 de mai jos. Ideea de a corecta

aberația sferică a unui corector dublet Ross printr-o schimbare corespunzătoare a formei oglinzii prime, de la paraboloid la aproximativ hiperboloid, a fost din nou sugerată de Rosin [1961]; dar în acest caz autorul a considerat-o ca pe o dezvoltare din sistemul Baker-corector discutat în §2.2 de mai jos

2 2. CORRECTORUL BRUTARULUI

Baker a investigat o dezvoltare ulterioară a corectorului dublet Ross, pe care a raportat-o la American Astronomica! Societatea 1947, dar nu a publicat până la! câțiva ani mai târziu (Baker [1953]). O lentilă dublu apropiată, la o distanță DF în spatele oglinzii, poate fi proiectată pentru a corecta coma și astigmatismul oglinzii în raport cu o distanță de oprire DF'm în fața oglinzii. Dubletul introduce apoi mai multă aberație sferică decât ar fi dacă oprirea ar fi pe oglindă. Dacă dubletului i se dă o putere pozitivă astfel încât curbura câmpului Petzval să o anuleze pe cea a oglinzii, aberația sferică a dubletului este mai mare decât ar avea un dublet afocal. Dar această aberație sferică poate fi corectată acum prin introducerea unei plăci asferizate corespunzător la opritor, iar acest lucru nu va afecta coma, astigmatismul și corecția curburii câmpului a sistemului. Placa asferică are un orificiu central, care găzduiește lentila corector dublu (Fig. 2), placa cu lentila fiind montată împreună, astfel încât acestea să constituie un ansamblu corector care poate fi atașat de un paraboloid pentru a-l transforma într-un fiat extins. sistem de câmp. Fără acest ansamblu, paraboloidul poate fi folosit singur. În comparație cu o cameră Schmidt, acest sistem are avantajul suplimentar al unei suprafețe de imagine fiat și o lungime totală mult mai mică. În camera Schmidt, cu o separare de 2F între placa asferică și oglindă, pupila de intrare trebuie să fie substanțial mai mică decât diametrul oglinzii dacă sistemul nu trebuie să fie vignetat pe un câmp extins. Pentru corectorul Baker, cu o placă de separare în oglindă de aproximativ 0,8Din designul oferit de Baker, acest efect este redus, deși designul său face vignetează creioanele oblice dincolo de aproximativ 1 ° față de axă. Printr-o alegere judicioasă a tipurilor de sticlă utilizate pentru lentila dubletă, este posibil să se utilizeze o formă cimentată care oferă aberarea necesară.

Fig. 2. Desen în secțiune a sistemului de corectare paraboloid Baker.

corectarea rației și aceasta a fost făcută în exemplul din lucrarea lui Baker, care are o deschidere relativă de f/4,5. Baker sugerează că sistemul său poate fi folosit pe un câmp semiunghiular de 3°. Deoarece dubletul are o putere finită și ochelari de dispersie diferite, sunt prezente erori secundare de spectru. Aceste defecte de imagine cresc pe măsură ce D este scăzut, iar pentru designul lui Baker cu D = 0,8, aceste efecte sunt destul de mari, astfel încât Sistemul oferă o performanță ridicată doar pe domenii spectrale destul de restrânse. Este conceput pentru a oferi rezultate optime la 434 nm, iar dacă este focalizată la această lungime de undă, imaginea geometrică răspândită la 2° față de axă este de aproximativ 2 secunde de arc în intervalul 405-486 nm, dar aceasta devine aproximativ 8 arc. secunde dacă intervalul este extins la 588 nm. Dacă sistemul este focalizat pentru 588 nm, atunci pentru intervalul 588-656 nm, imaginea răspândită la 2° față de axă este de aproximativ 5 secunde de arc. La 3° față de axă, răspândirea imaginii este substanțial mai mare.

Au fost realizate mai multe dintre aceste telescoape corectoare Baker. Cel mai mare dintre acestea este telescopul Queen Elizabeth de la Cape Observatory, realizat de Sir Howard Grubb Faisons and Co. Ltd. Acesta are o oglindă cu diametrul de 39 inchi cu o placă asferică de 35 inch. Cu o lungime focală pentru sistemul complet de 137,8 inci, deschiderea relativă este ceva mai mare decât în exemplul lui Baker; dimensiunea

câmpului acoperit (2” x 2) este mai mică. Designul real al elementelor este foarte asemănător cu specificațiile lui Baker.

Wynne [1949] a aplicat sistemul de corectare Baker la proiecte care acoperă un unghi de câmp mai mic. Cu o valoare mai mare a lui D (aproximativ 0,9), erorile secundare de spectru sunt mai mici și el a dat un exemplu cu o imagine răspândită, pe un câmp de imagine nevignetat de + l°, în termen de 1 secundă de arc în intervalul spectral de la 436 la 656 nm. Dubletul în acest caz nu a fost cimentat. Wynne a dat, de asemenea, modele în care placa asferică este situată între oglindă și lentila dublu și unde această placă este înlocuită cu o oglindă; dar aceste amenajări sunt mai puțin potrivite pentru o instalație convertibilă.

2.3. CORRECTORI ASFERICI PI A.TE

În lucrarea de anvergură deja citată, Paul [1935] a discutat despre posibila utilizare a plăcilor asferice între oglindă și focalizare pentru a corecta câmpul unui telescop newtonian. El a sugerat utilizarea a două plăci asferice distanțate pentru a corecta coma și astigmatismul, a subliniat că acestea introduc neapărat aberația sferică și a propus că aceasta ar putea fi corectată printr-o schimbare a formei oglinzii,

Utilizarea corectoarelor de plăci asferice a fost reluată de Meinel [1953] care a propus trei astfel de plăci, în care Paul a folosit două figuri și o oglindă. Luând în considerare primele plăci cu o asfericitate de a patra putere și aberațiile de cea mai mică putere, astfel de plăci nu introduc aberații cromatice de ordinul întâi și

fără curbură câmpului, astfel încât curbura câmpului oglinzii paraboloide nu poate fi corectată folosind plăci figurate. Aceasta lasă patru aberații Seidel, aberație sferică, comă, astigmatism și distorsiune. Dacă introducem două plăci asferice, avem patru parametri disponibili (pozițiile lor față de paraboloid și coeficienții lor de asfericitate a patra putere), astfel încât să pară că cele patru aberații Seidel ar putea fi corectate într-un sistem cu două plăci. Acesta este într-adevăr cazul, dar soluția nu este utilă. Este soluția în care o placă coincide cu oglinda paraboloidă, ca o placă cu trecere dublă, transformând efectiv paraboloidul într-o oglindă sferică, în timp ce a doua placă se află în centrul de curbură al oglinzii; sistemul devine efectiv o cameră Schmidt, cu dezavantajele sale de lungime totală și vignetare. Dacă, pentru a reduce vignetarea, se impune condiția ca plăcile asferice să fie amplasate în fasciculul convergent dintre oglindă și focarul acesteia, atunci se poate demonstra că sunt necesare minim trei plăci chiar și pentru a îndeplini condițiile de corectare a aberației sferice. , comă și astigmatism. (Dacă este necesară corectarea distorsiunii, ar fi necesară o a patra placă, dar acest lucru nu este cerut în general la instrumentele astronomica!.) În plus, pentru un sistem corector în fasciculul convergent, niciunul dintre componentele sale nu trebuie să fie aproape de oglindă, căci atunci ar da naștere la o mare obstrucție centrală a deschiderii. Meinel, luând în considerare astfel de corectori ai plăcilor asferice, a sugerat ca toate elementele să se afle la 15% din distanța focală în fața planului focal. Acest lucru pune o constrângere severă asupra designului.

Unele caracteristici generale ale corectoarelor de plăci asferice pot fi derivate din teoria Seidel. Exprimând lungimi în funcție de distanța focală a oglinzii, a cărei deschidere semiunghiulară este u, apoi pentru o placă asferică al cărei coeficient de aberație sferică este S

și care este situată la distanța l de focalizare, coeficientul de comă va fi SE iar astigmatismul SE2, unde
E = (1//-1)/»2.
Pentru oglinda paraboloidală la opritorul de deschidere a sistemului, coeficientul de aberație sferică este zero, coma este — iar astigmatismul 1. Denotând cuantificările referitoare la cele trei plăci prin suficienți, numerotând plăcile în ordine din oglindă, Condițiile pentru corectarea celor trei aberații sunt:
+ + = 0,
«s*! T'S'i-^2 d" *-*3-^3 ~ ÍT' S1Ej + S2E22 + S3E23 = -1.
Înlocuind Ei} E2, termenii E3 din Z15 /2 și /3 dă

Daca =
, 4 ¿1(^г + ^з). cr _ i 2 ¿1(1¿l)(¿2 + ¿3)
vii -------------~--5 1 C' 1 — 2”.v'
s £2 = ! o-'.пуч,),
2 (¿1 — GX¿2 ~ ¿1)
cu expresii corespunzătoare pentru celelalte două plăci. Henee pentru orice valori alese ale . / și 73, pot fi calculate asfericitățile de putere a patra ale celor trei plăci. Deoarece 1 > l{ > /2 > /3, rezultă că cele trei aberații de la prima și a treia plăci sunt negative, iar la a doua sunt pozitive; iar de aici rezultă că coma celei de-a doua plăci S2E2, care este de semn opus celui al oglinzii, trebuie să fie numeric mai mare decât aceasta. A treia placă, cea mai apropiată de planul focal, nu se poate apropia de focalizare foarte aproape, sau asfericitatea sa devine prea mare, cu aberații mari de ordin superior. Luând = 0,15 așa cum sugerează Meinel și /3 la un minim de 0,02, gama de soluții posibile oferă toate corectarea aberației prin anularea reciprocă a termenilor, cu termeni de comă și astigmatism pe plăci cu valori numerice mult mai mari decât cele ale oglinda. În consecință, există aberații monocromatice de ordin superior destul de grele care decurg în principal din interacțiunea aberațiilor de la o singură placă cu cele ale celor precedente; iar din cauza dispersării materialelor plăcilor există defecte cromatice mari de ordin superior. Adăugarea celor trei plăci de curburi mici de vârf și figuri de putere mai mare decât cele de putere a patra permite ca aceste efecte de ordin superior să fie atenuate, dar nu eliminate. Probabil că din cauza acestor probleme nu a fost propus nici un design real al corectorului de plăci asferice pentru utilizare cu un telescop newtonian. Astfel de sisteme au fost investigate mai detaliat ca corectori primari a oglinzilor Ritchey-Chrétien, discutați mai jos.

2.4. CORRECTORE CU PATRU LENTILE

Pentru a obține o mai bună corecție a aberațiilor pe unghiuri de câmp mai largi cu corectoare de lentile, pare să fie necesar să folosiți mai mult decât cele trei elemente utilizate de Ross. Wynne [1967] a descris corectori ai elementelor cu patru lentile care oferă o performanță substanțial mai mare
Etapele finale ale proiectării acestor corectori au fost realizate cu ajutorul programelor informatice de optimizare a lentilelor, de tipul general descris de Wynne [1959], Nunn și Wynne [1959], Wynne și Wormell [1963]. Pentru a obține rezultate bune dintr-un astfel de program-., este necesar să se acorde computerului un design inițial care să aibă potențialul unui grad ridicat de corectare a aberațiilor. Wynne a folosit un design inițial constând dintr-o pereche separată de dublete

afocale, fiecare dintre două lentile subțiri în contact. Pentru un astfel de

Sistemul poate fi aranjat! că aberația sferică Seidel a celor două dublete sunt egale și opuse, că suma coeficienților lor de astigmatism este egală și opusă cu cea a oglinzii și că corectarea comei oglinzii este distribuită egal între cele două dublete, cu vederea pentru a minimiza aberațiile de ordin superior. La acest nivel de corectare a aberației Seidel a lentilelor subțiri, designj|a celor două dublete poate fi derivată analitic. Lentilele dublete reale trebuie să aibă grosime finită și atunci, dacă diferența cromatică de focalizare este zero, diferența cromatică de mărire nu poate fi corectată în general exact; dar semnul acestuia este opus în dubletele având elementul pozitiv sau negativ mai aproape de oglindă. Prin urmare, Wynne a luat un dublet într-un sens, iar celălalt în invers. Această aranjare permite computerului posibilitatea de a separa elementele celor două dublete și păstrând totodată corectarea celor două aberații cromatice primare. În practică, acest lucru s-a dovedit a fi util. Cele două dublete afocale subțiri ale designului inițial au, desigur, curbura câmpului Petzval zero, dar în procesul de optimizare computerul a modificat aceasta, pentru sistemul de lentile în ansamblu, pentru a echilibra curbura câmpului mic a oglinzii Lhe.
Wynne [1967] a oferit date numerice pentru un corector cu patru lentile de acest tip proiectat pentru telescopul Observatorului Palomar de 200 inch f/3.3. Diagramele spot pentru aceasta arată o geometrică! imagine răspândită în aproximativ | secundă de arc pentru intervalul spectral de la 365 la 1014 nm pe un câmp cu diametrul de 25 de minute de arc. Un corector similar montat pe telescopul Isaac Newton al Observatorului Regal Greenwich (98 inch f/3.0) oferă o performanță similară pe un câmp cu diametrul de 40 de minute de arc (Fig. 3). O mai bună corecție a aberațiilor ar putea fi obținută prin optimizarea acestor modele pe unghiuri de câmp ceva mai mici, dar deoarece în cele mai bune condiții atmosferice, diseing see este de aproximativ 1.
Fig. 3. Desen în secțiune a corectorului montat pe telescopul Isaac Newton, proiectat de Wynne.

arc secundă, un sistem corector care dă o geometrică! raspandirea a jumatate din aceasta este considerata un compromis rezonabil.
Pentru locurile de observare în care vederea este în mod inerent mai proastă, sau pentru telescoape mai mici unde rezoluția este limitată de granularitatea filmului de fotografie, mai degrabă decât de vizualizare, sunt posibile câmpuri de vedere mai largi cu corectori de acest tip. Echilibrarea aberațiilor realizată de un program de optimizare este astfel încât răspândirea imaginii este menținută într-o valoare destul de mică pe un diametru liniar de câmp, în afara căruia aberațiile cresc rapid; are loc o defalcare catastrofală destul de bruscă a corectării aberațiilor. Diametrul câmpului înainte de defalcarea aberației și dimensiunea imaginii răspândite în interiorul acestuia, ambele cresc odată cu dimensiunea reală a sistemului de lentile corectoare. Acum, din teoria aberației rezultă că, dacă un corector de acest tip este scalat în dimensiune și în poziție din focalizarea oglinzii, atunci aberația sferică (zero) Seidel și coma

sunt aproape neschimbate, astfel încât corectarea acestor aberații este netulburată. Există o schimbare în astigmatismul și curbura câmpului, dar ambele sunt de dimensiuni mici și pot fi corectate prin mici variații ale designului, realizate de computer. Prin urmare, acești corectori pot fi măriți sau mai mici în dimensiune, fiind necesare doar alte mici modificări, pentru a oferi sistemelor un grad mai mare de corecție a aberației pe un câmp mai mic sau o corecție mai mică pe un câmp mai mare. Ca exemplu al acestuia din urmă, Wynne a proiectat un corector pentru telescopul proiectat de 30 inch f/4 al Observatorului Universității din Oporto, care acoperă un câmp de 2 ′ diametru, cu imaginea răspândită în aproximativ 2 secunde de arc în intervalul spectral 365 până la 852 nm.

2.5. CORRECTORE CU DOUĂ OGLINZĂ

O formă destul de diferită de corector de focalizare newtonian derivă dintr-o discuție despre sistemele de anastigmat cu trei oglinzi oferită de Paul [1935]. unu

Fig. 4. Sistemul cu trei oglinzi al lui Paul.

Sistemul rezultat din analiza sa generală are o oglindă primă paraboloidală, urmată de oglinzi sferice secundare și terțiare convexe și concave de rază egală, Sistemul complet fiind corectat pentru aberația sferică, comă și astigmatism (Fig. 4); cele două oglinzi sferice, cu o separare egală cu raza lor comună, constituie deci un corector de câmp pentru paraboloid, oferind imagini clare pe o suprafață focală curbată.

Paul a luat în considerare și alte configurații a trei oglinzi, inclusiv un sistem cu câmp plat cu caracteristici de obturare mai bune în care planul focal se află la polul celei de-a doua oglinzi; în acest caz el a arătat că corectarea aberației este incompatibilă cu o oglindă primară paraboloidală. Dintre aceste sisteme cu trei oglinzi în general, Paul comentează că ele sunt „interesante din punct de vedere teoretic, din păcate de aplicare foarte limitată din cauza obscurării”; pentru majoritatea aplicațiilor acest verdict este probabil just.

Corectorul paraboloidal cu două sfere al lui Paul poate fi modificat pentru a da un câmp fiat într-un sistem în care oglinda secundară este aproximativ elipsoidală, terțiarul rămânând o sferă centrată pe secundar. Planul focal se încadrează între oglinzile secundare și terțiare. Acest sistem a fost menționat pe scurt și incorect de către Dimitroff și Baker [1945] și discutat în detaliu de către Baker [1969] care a oferit o serie de modele specifice pentru diferite dimensiuni de câmp pentru a fi utilizate cu o oglindă paraboloidă de 200 inch f/3.3. Acestea oferă un nivel extrem de ridicat de corectare a aberațiilor, cu o libertate perfectă de erori cromatice. Dar, în comparație cu celelalte forme de corector discutate mai sus, acești corectori cu două oglinzi au dimensiuni fizice mult mai mari, pentru o dimensiune dată a câmpului vizual fără vignet. De exemplu, „cazul 2/3” al lui Baker, care oferă un câmp nevignet cu diametrul de 20 de minute de arc, necesită oglinzi corectoare cu diametrul de 23 și 32 de inci, cu o separare de 147 de inci între ele și un deflector de diametru de 42 de inci; un astfel de sistem ar fi mai puțin ușor de montat și scos dintr-un telescop decât dispozitivele mai mici. Mai mult, amplasarea planului focal la jumătatea distanței dintre oglinzi are dezavantaje. Pe de altă parte, nivelul de răspândire a aberațională a imaginii în aceste Sisteme, de ordinul a 0,01 secunde de arc, este mult mai mic decât cel

cauzat de turbulențele atmosferice, chiar și la cele mai bune locuri de observare, astfel încât nu se poate profita pe deplin de performanțe potențial ridicate ale acestor corectori în astronomia terestră. Baker sugerează că aceste sisteme ar putea găsi aplicații în spațiul cosmic, unde observațiile nu sunt limitate la vedere și ar fi necesare într-un interval spectral larg.

§ 3. Corectori de focalizare primă a telescopului Ritchey-Chrétien

Telescoapele conicoide (Newtonian, Cassegrain, Gregorian), cu corectarea perfectă a aberațiilor axiale, toate au comă necorectată și astigma-

tism și, în general, curbura câmpului. Câmpul vizual de bună rezoluție este limitat de comă, care depinde de prima putere a mărimii câmpului, mai degrabă decât de astigmatism și curbura câmpului, în funcție de pătrat. Schwarz-schild [1905] a subliniat că, prin îndepărtarea adecvată de la forma conicoidă, un sistem de două oglinzi ar putea fi făcut aplanat (corectat pentru aberația sferică și comă). Corecția astigmatică nu este în general posibilă și în configurații convenabile din punct de vedere fizic (Schwarzschild [1905], Wynne [1969]), dar un sistem de oglinzi aplanatice oferă o extindere considerabilă a dimensiunii câmpului. Schwarzschild a făcut o analiză detaliată a perechilor de oglinzi aplanice și a aplicat-o unui design specific de formă „gregoriană” (două oglinzi concave) în care curburele sagitale și tangențiale erau aproximativ egale și opuse, dând un câmp de imagine mediu aproape plan situat între oglinzi. Se pare că nu a fost realizat nici un telescop de această formă în acest moment, dar Chrétien [1922] a reînviat ideea și a aplicat analiza lui Schwarzschild la un telescop de tip Casse-grain, despre care el a sugerat să fie folosit cu plăci de fotografie curbate pentru a minimiza efectele astigmatice. Telescoape de acest tip au fost produse de GW Ritchey, inclusiv un instrument de 30 de inci pentru Observatorul Naval al SUA, Washington, iar tipul a devenit cunoscut sub numele de Ritchey-Chrétien. Din nou, ideea nu a fost continuată de ceva timp, dar acum este în general adoptată pentru câteva telescoape noi care sunt construite sau planificate. Cel mai mare telescop Ritchey-Chrétien utilizat în prezent este cel de 107 inchi (2,72 m) de la Observatorul McDonald, finalizat în 1969.

Caracteristicile generale ale telescoapelor Ritchey-Chrétien au fost discutate de Wynne [1968]. Oglinda principală, dacă este folosită singură, ar suferi de aberații sferice și, așa cum a fost conceput inițial, telescopul Ritchey-Chrétien a furnizat doar o focalizare „Casse-grain”, focarele prime și coudé fiind eliminate. Este o extensie evidentă să furnizeze o oglindă secundară alternativă cu curbură de vârf adecvată pentru a oferi o focalizare coudé cu distanță focală mai lungă, oglinda fiind atât de asferizată încât să corecteze aberația sferică a oglinzii principale. Focalizarea coudé Ritchey-Chrétien are o comă mult mai grea decât telescopul conicoid corespunzător, dar pentru munca de spectroscopie pe axă efectuată în mod normal la acest focar, coma nu este semnificativă. Recuperarea unui focus principal este mai dificilă.

Oglinda principală a telescopului Ritchey-Chrétien are aceeași comă Seidel, astigmatism și curbură a câmpului ca un paraboloid de aceeași dimensiune și distanță focală și, în plus, a supracorectat aberația sferică. Pentru cazul în care focalizarea Ritchey-Chrétien (focalizarea secundară) se află la polul oglinzii principale, aberația sferică,

exprimată ca aberație de front de undă la marginea deschiderii este dată de
ir = -^h*/F3R3,

unde h este semidiametrul oglinzii, F este distanța focală a acesteia și R este raportul dintre deschiderile numerice de la focarele prim și secundar. Dacă focalizarea secundară se află în spatele polului principal al oglinzii, așa cum este în general cazul, valoarea lui iv este oarecum mai mare - de obicei cu 10 până la 20 %, în funcție de distanța focală din spate. Pentru telescoapele mari, această aberație sferică face ca focalizarea directă a oglinzii să fie inutilă, chiar și pe axă. De exemplu, pe telescopul anglo-australian de 154 inchi (3,91 m) aflat acum în construcție, cu o deschidere primară de f/3,25 și un focus Ritchey-Chrétien de deschidere de f/7,79 (7? = 2,40) situat la 66 de inchi în spatele polul principal al oglinzii, w are 66 de lungimi de undă la λ = 588 nm, iar geometria! patch-ul de imagine la cea mai bună focalizare de compromis are un diametru unghiular de 8 secunde de arc. Prin urmare, este necesară o anumită formă de corecție a aberațiilor dacă se va folosi focalizarea principală a telescopului Ritchey-Chrétien. Este de dorit să se realizeze acest corector astfel încât să extindă câmpul de rezoluție bună la focarul principal, precum și să corecteze aberația axială. Acest lucru se dovedește a fi posibil la o serie de niveluri diferite de mărime a câmpului și complexitate a corectorului discutate mai jos, corectarea aberațiilor imaginii oblice fiind de fapt facilitată în anumite moduri, în comparație cu telescopul paraboloid, de prezența aberației sferice. .

3.1. PLACĂ ASFERICĂ SINGURĂ RITCHEY-CHRÉTIEN PRIME CORRECTORI

Aberația sferică a oglinzii primare poate fi corectată printr-o placă asferică de formă adecvată situată oriunde în fasciculul convergent dintre oglindă și focalizare. Gascoigne [1965] a subliniat că dacă poziția plăcii este aleasă corect, coma oglindă primară poate fi, de asemenea, corectată. Acesta este cel mai simplu corector posibil, implicând mai puțină pierdere de lumină din absorbție și reflexii de suprafață decât oricare altul. Dimensiunea câmpului de bună rezoluție pe care o oferă este destul de mică, deoarece placa introduce în mod necesar astigmatism considerabil și unele aberații cromatice. De exemplu, pe anglo-australianul de 154 inch (3,91 m) f/3,25 : f/7,79 menționat mai sus, un corector de placă asferică de aproximativ 35 cm în diametru și la aproximativ 1 m de focalizare oferă imagini răspândite în | arc secundă în diametru în intervalul spectral 850-360 nm pe un câmp fiat de puțin sub 7 minute arc în diametru, sau dacă placa este curbată adecvat, concavă față de oglindă, pe un câmp care se apropie de diametrul de 10 minute arc.

3.2. LENTILE DUBLE RITCHEY-CHRÉTIEN PRIME CORRECTORI

Deoarece coma Seidel și astigmatismul sunt aceleași pentru o oglindă primară Ritchey-Chrétien ca și pentru un paraboloid de aceeași distanță focală și deschidere, caracteristicile unui corector dublu apropiat pentru aceste aberații, au fost discutate.

în § 2.1 de mai sus, sunt aceleași în cele două cazuri. S-a arătat mai sus că o astfel de lentilă dubletă are o aberație sferică, de mărime în funcție de poziția sa în fasciculul convergent; această aberație

sferică este de semn opus celui al oglinzii primare Ritchey-Chrétien. Prin urmare, este posibil să alegeți o poziție pentru dublet astfel încât aberația sa sferică Seidel să o anuleze pe cea a oglinzii Ritchey-Chrétien. Un simplu corector de dublet poate oferi, prin urmare, un câmp extins de imagini bune la focarul principal al oglinzii Ritchey-Chrétien, într-un mod care nu este posibil cu un paraboloid. Aberația sferică w a oglinzii Ritchey-Chrétien depinde nu numai de distanța sa focală F și semi-apertura h, ci și de raportul R. Pe măsură ce R este micșorat, vr crește, astfel încât pentru o oglindă primă cu deschidere și focală date. lungime, un R mai mic corespunde unei poziții dublete mai departe de focalizare, care pentru corecția necesară a comei și a astigmatismului are curburi de suprafață mai mici și aberații mai mici de ordin superior. Dar, spre deosebire de ceilalți corectori de lentile discutați în această lucrare, acești corectori dublet sunt limitati în dimensiunea câmpului lor nu în principal de aberațiile de ordin superior, ci de cele cromatice primare. Dacă un dublet cu grosimi finite a lentilelor este corectat pentru diferența cromatică a poziției focale, atunci există în general o mică diferență cromatică de mărire. Dacă acești corectori dublet trebuie să fie utilizați pe o gamă spectrală largă (așa cum a fost propus în general), atunci această diferență cromatică de mărire este cea care limitează dimensiunea câmpului care poate fi acoperită. În măsura unghiulară, această limită a mărimii câmpului variază doar lent cu deschiderea relativă a oglinzii primare și cu raportul R. Și limita este una destul de clară, deoarece dacă criteriul de răspândire a imaginii va fi relaxat și dubletul trebuie proiectat. pentru a acoperi un câmp mai mare, grosimile elementelor lentilei trebuie mărite, cu o creștere consecventă a diferenței cromatice de mărire, astfel încât să existe randamente în scădere rapidă.
Wynne [1968] a dat date pentru un corector dublet pentru un 105 inch f/4; f/9 (R – 2,25) Telescop Ritchey-Chrétien; aceasta a fost specificația originală a instrumentului de 107 inchi de la Observatorul McDonald. Aceasta acoperă un câmp unghiular de 28 de minute în diametru, cu o imagine totală răspândită în + secundă de arc în intervalul spectral de la 770 la 365 nm și semnificativ mai bună decât aceasta într-un interval mai restrâns. Pentru o oglindă primă de numere mai mari! deschidere și raport R mai mare, câmpul acoperit este puțin mai mic. De exemplu, pentru telescopul anglo-australian în curs de construcție (154 inch f/3,25 : f/7,79 (R – 2,40)), Wynne a proiectat un corector dublet care acoperă un câmp de 25 minute diametru pentru care răspândirea imaginii se ridică la 0,75 secunde de arc în intervalul spectral de la 852 la 365 nm, dar este în intervalul de 0,5 secunde de arc pentru fiecare dintre intervalele de la 852 la 546 nm și de la 546 la 365 nm.
O variantă a acestor corectori de dublet a fost descrisă de Schulte

[1966a, b] în care o placă asferică este introdusă între oglindă și lentila dubletă. Această formă derivă din lucrările anterioare ale lui Wynne [1949] privind corectorii paraboloizi. Datele de proiectare sunt date de Schulte pentru un corector pentru un telescop de 380 cm f/2.8 : f/9, cu o placă asferică de aproximativ 1 metru în diametru. Diagramele spot sunt date pentru o singură lungime de undă (589 nm) care se extinde până la un unghi de semi-câmp de 20 de minute arc. Răspândirea imaginii este de aproximativ o secundă de arc la 15 minute de arc de

axă. Prin urmare, acest sistem pare să aibă puțin avantaj față de dubletul simplu.

3.3. PLACI ASFERICE MULTIPLE RITCHEY-CHRÉTIEN PRIME CORRECTORI

Pentru telescopul proiectat al Observatorului European de Sud (ESO) Ritchey-Chrétien (3|mf/3 : f/8) Kõhler [1966, 1967, 1968]* a proiectat un corector de focalizare principală bazat în esență pe sugestia lui Meinel [1953] pentru corectoare a trei plăci asferice pentru telescoape paraboloide, discutate mai sus. Kõhler a adăugat o a patra componentă, o lentilă cu suprafață sferică, aproape de planul focal din spatele plăcilor asferice, pentru a corecta curbura câmpului oglinzii; această lentilă introduce cantități mici din celelalte aberații Seidel, în special un astigmatism supracorectat. În plus. din motivele discutate mai jos (§4), perechea de oglinzi a designului ESO pleacă ușor de la forma exactă Ritchey-Chrétien, dar efectul acesteia asupra designului corectorului este mic. Analiza aberației Seidel a sistemului cu trei plăci urmează apoi aceleași linii ca cele prezentate pentru corectorii paraboloizi în § 2.3 de mai sus, cu excepția faptului că coma de aberație sferică și astigmatismul celor trei plăci trebuie să anuleze aberațiile combinate corespunzătoare ale oglinzii principale și din spate. obiectiv. Principala diferență față de cazul paraboloidului provine din aberația sferică negativă substanțială a oglinzii Ritchey-Chrétien. Efectul acestui lucru este că, în timp ce aberațiile primei, a doua și a treia plăci sunt totuși negative, pozitive și negative, valorile lor numerice sunt oarecum mai mici decât ar fi într-un caz paraboloid corespunzător; dar sunt încă destul de considerabile. În proiectarea lui Kohler, coeficientul de comă pe centrai piate, care este de semn opus celui al oglinzii, este de aproximativ trei ori mărimea lui. Aberațiile de ordin superior, în special cele cromatice, deși mai puține decât în cazul corectoarelor paraboloide de această formă, sunt încă semnificative. Pentru a reduce efectul acestora, s-a introdus o oarecare vignetare a deschiderii creioanelor oblice dincolo de un semiunghi de câmp de aproximativ 20 de minute arc, deschiderea meridianului pian fiind redusă la aproximativ 0,75 din ea.

* Conținutul acestor trei lucrări este în mod substanțial identic, cu excepția faptului că diagramele spot din prima nu arată întinderea completă a răspândirii imaginii. Acestea au fost modificate în a doua și a treia publicație.

valoarea axială la unghiul semi-câmp de 30 minute arc pentru care este proiectat sistemul.

[În proiectul final în care au fost introduse plăci asferice de grosime adecvată, profilele plăcilor asferice au fost optimizate, oferindu-le curburi mici de vârf, precum și figuri de putere a patra, iar placa cea mai mare o figurare de putere a șasea. Diagramele spot arată o imagine răspândită în intervalul spectral de la 486 la 656 nm în \ arc secundă pe axă, crescând la mai mult de 1 arc secundă la 21 de minute de arc de la axă și coborând la puțin sub 1 arc secundă peste diafragma vignetată la 30 minute arc de axă. Pe intervalul spectral extins de la 365 la 1014 nm, răspândirea imaginii este în fiecare poziție de până la trei ori mai mare. Diagramele spot pentru acest corector, și pentru un alt tip discutat mai jos în § 3.4, sunt prezentate în Fig. 7. Fig. 5 arată forma corectorului, profilele asferice fiind exagerat de mult. Diametrul plăcii asferice mari este de 4 metri, iar lungimea totală a sistemului de corectare este de 1,09 m.

Un corector al formei de bază de trei plăci asferice Meinel, proiectat pentru un telescop Ritchey-Chrétien f/2,8 : f/9, a fost descris de Schulte [1966a, b], Aceasta arată o răspândire a imaginii de aproximativ 1 secundă de arc într-un câmp. unghi de 15 minute față de axă, la 420 nm ; nu sunt date diagrame pentru alte lungimi de undă.

3.4. CORRECTORI PREME DE FOCUS TREI COMPONENTE PENTRU RITCHEY-CHRÉTIEN TELESC OPES

Wynne [1965, 1966, 1968] a descris un tip de corector format din trei lentile separate, toate cu suprafete sferice. Această formă derivă din

Fig. 5. Corector proiectat de Kohler pentru focalizarea principală a telescopului Ritchey-Chrétien ESO de 3,5 m: formele suprafețelor asferice sunt destul de exagerate.

următoarele considerații. Pentru corectorii dublet apropiați discutați în § 3.2 de mai sus, corectarea simultană a aberației sferice Seidel, a comei și a astigmatismului este posibilă numai pentru o separare unică între oglindă și dublet, această separare depinzând de configurația particulară Ritchey-Chrétien; pentru alte separări, în general, oricare două dintre aceste aberații pot fi satisfăcute. Dacă separarea dintre oglindă și dublet este mai mică decât cea care dă corectarea tuturor celor trei aberații, iar formele lentilelor care cuprind dubletul sunt alese astfel încât să corecteze aberația sferică și coma oglinzii primare, atunci sistemul va avea astigmatism Seidel insuficient corectat. Acest lucru poate fi corectat, cu doar mici contribuții la celelalte aberații, printr-o lentilă pozitivă slabă de formă adecvată, aproape de focalizare. Dubletul, de dimensiuni mai mari decât în cazul dubletului simplu, va avea curburi mai superficiale și aberații de ordin superior mai mici și, în plus, adăugarea lentilei convergente din spate permite corectarea diferenței cromatice de mărire a corectorului single dublet; în ambele puncte, s-ar putea aștepta o corecție pentru unghiuri de câmp mai largi și, de fapt, este realizată.

Corectorii anteriori ai acestui forni general descriși de Wynne [1965, 1966] erau de două tipuri. Într-una, dubletul apropiat avea lentila convergentă mai aproape de oglindă, iar lentila convergentă din spate era un singur element. În cealaltă formă, dubletul apropiat avea lentila divergentă mai aproape de oglindă, iar lentila convergentă din spate era un triplet cimentat; această formă a corectat mai bine aberațiile cromatice de ordin superior, dar implică utilizarea sticlei de silex în triplet, cu o oarecare pierdere a transmisiei în ultra-violet aproape. În ambele forme anterioare de corector, lentila convergentă din spate se afla destul de aproape de planul focal, astfel încât distanța focală din spate era mică; acest lucru ar putea fi incomod, de exemplu dacă corectorii au fost folosiți cu tuburi de imagine.

Proiectele ulterioare (Wynne [1968]), derivate din cele anterioare prin proceduri de optimizare pe calculator, pleacă considerabil de la conceptul simplu descris mai sus. În aceste modele, dubletul frontal de apropiere este separat, iar lentila pozitivă din spate îndepărtată din vecinătatea planului focal, corectarea aberațiilor oglinzii fiind distribuită într-un mod mai complicat între cele trei lentile simple, iar nivelul de corectare a aberațiilor fiind mai mare decât în modelele anterioare. Cele trei lentile pot fi realizate din același material, deci nu există efecte secundare de spectru; iar acest material poate fi silice topită sau o sticlă cu o transmisie bună la lungime de undă

scurtă. O oglindă primară Ritchey-Chrétien are aceeași comă Seidel, astigmatism și curbură de câmp ca un paraboloid de aceeași distanță focală și deschidere și aberație sferică de mărime în funcție de raportul R (vezi § 3

de mai sus). Telescopiile Ritchey-Chrétien cu diferite configurații și valorile lui R necesită, prin urmare, corectori de focalizare primară cu caracteristici de aberație sferică diferite în mod corespunzător. Dacă acum un sistem corector proiectat pentru o anumită oglindă primă este scalat în mărime și poziție față de focalizare cu un factor h, atunci aberația sa sferică este, de asemenea, mărită cu n, coma este aproximativ neschimbată, iar astigmatismul și curbura câmpului sunt aproximativ. scalat cu l/и; dar acestea din urmă sunt oricum mici. Un corector proiectat pentru orice oglindă primară Ritchey-Chrétien poate servi, așadar, drept bază pentru proiectarea corectorului pentru o oglindă principală diferită, corespunzătoare unei configurații de valoare diferită a lui R, prin scalare corespunzătoare, echilibrarea aberației finale fiind realizată prin optimizare computerizată. . În general, telescoapele cu valori mai mici ale lui R și cu o aberație sferică mai mare în oglinda primă, vor necesita sisteme corectoare de dimensiuni fizice mai mari, care vor acoperi unghiuri de câmp mai mari. Wynne [1968] oferă modele de corector cu lentile triple pentru Telescopul Kitt Peak National Observatory 150 inch f/2.8 : f/8 (R = 2.86) care acoperă un câmp complet nevignetat de 50 de minute arc și pentru McDonald Observatory 107.6 inch f/ 3,9 : telescop f/8,8 (R = 2,25) care acoperă un câmp complet de 2°. Fig. 6 prezintă un desen în secțiune al primului.

Fig. 6. Corrector desemnat! de Wynne pentru focalizarea principală a telescopului Ritchey-Chrétien de 150 inch al Observatorului Național Kitt Peak.

Acești corectori cu lentile triple oferă un grad mai mare de corecție a aberațiilor decât celelalte forme descrise mai sus. În scopul comparației, Wynne [1968] a proiectat un sistem cu trei lentile pentru a corecta câmpul de focalizare principal al

Observatorul European de Sud 3} métré f/3 : telescop f/8 (R = 2,67) pentru care KÕHLLR [1966, 1967, 1968] a proiectat un corector de placă asferică. În fiecare caz, câmpul complet acoperit este de 1°, cu unele vignetare (aceeași pentru fiecare corector) peste + 21 de minute de arc. Fig. 7 prezintă diagrame spot pentru cele două sisteme, pe axe și la unghiuri de semi-câmp de 15°, 21° și 30e, la lungimi de undă 656, 588, 486 și 405 nm, cercul corespunzând în fiecare caz unei extinderi unghiulare de 1 secundă de arc. Pe langa faptul ca are o corectie mai buna a aberatiei, sistemul de lentile triple este mult mai mic, iar avand suprafete sferice este mai usor de realizat si testat.

Cele mai mari aberații reziduale din acești corectori cu lentile triple sunt cele cromatice de ordin superior. În fotografia câmpurilor stelare cu acești corectori, în mod normal sunt luate o serie de plăci, fiecare printr-un filtru diferit; intervalul spectral total care poate fi acoperit ar trebui să fie mare, dar este mai restrâns pentru fiecare expunere separată. Prin urmare, pentru cea mai înaltă performanță pe unghiuri de câmp largi, pot fi utilizate o serie de doi sau trei

corectori, fiecare calculat pentru un domeniu spectral diferit.
Deoarece acești corectori cu trei componente au dimensiuni și greutate relativ mici, nu este imposibil să le schimbi între expuneri. Se propune ca noul telescop de 158 de inci al lui Kitt Peak să fie prevăzut în acest fel cu o serie de acești corectori.
Wynne [1968] a investigat două elaborări suplimentare ale acestor corectori, una în care unele suprafețe ale celor trei lentile au voie să ia forme asferice, iar cealaltă în care patru lentile cu suprafață sferică simple sunt utilizate în loc de trei, oferind corectori similari în forma generală la cele descrise în § 2.4 de mai sus. În cazul unui corector cu trei lentile a cărui performanță a fost optimizată cu suprafețe sferice, pare să se obțină puțin câștig în performanță, permițând computerului să asfereze mai puțin de trei suprafețe (una pe fiecare lentilă) și chiar și cu trei asferice. , îmbunătățirea este relativ ușoară, reprezentând o reducere a răspândirii imaginii în partea cea mai proastă a câmpului de aproximativ 25 %. Utilizarea a patru lentile cu suprafață sferică în loc de trei oferă o scară similară de îmbunătățire.
Alți doi corectori de focalizare Ritchey-Chrétien constând din trei lentile separate au fost menționate în literatură. Prima dintre acestea, descrisă pe scurt de Kohler [1966, 1967, 1968] în lucrarea în care a fost descris corectorul său cu plăci asferice pentru telescopul ESO (§ 3.3 de mai sus), a fost o abordare anterioară a acestei probleme, eliminată în favoarea proiectarea plăcilor asferice.
Un alt corector cu trei lentile, conceput și pentru oglinda principală a telescopului ESO, a fost descris de Baranne [1966]. Contul publicat conține numeroase greșeli de tipărire și inconsecvențe. Sunt date două modele, fiecare constând dintr-o lentilă pozitivă centrală între două meniscuri divergente, o suprafață

65Ó3
K.
(c)
■ ■«»
w
κ W
5876
■
4861
4047

6563(d)
<<·<
5876"4

θ
4861• -ç■ ·£
4047>44

Fig. 7. Comparația diagramelor spot ale corectorului de placă asferică al lui Kohler (K) și corectorului cu lentile triple ale lui Wynne (W), ambele concepute pentru telescopul ESO de 3,5 m. Răspândirea imaginii sunt afișate pentru patru lungimi de undă (656, 588, 486 și 405 nm) (a) pe axă, (b) la 15 minute arc de axă, (c) la 21 minute arc și (d) la 30 minute arc.

fiind asferizată. Din diagramele spot se pare că, pentru un design mai bun, pe un câmp oarecum vignetat de +30 minute arc, răspândirea imaginii este de aproximativ 2| secunde de arc pentru intervalul spectral de la 370 la 500 nm.

§ 4. Corectori de focalizare secundare

Cele mai vechi propuneri de extindere a câmpului vizual al unui sistem cu două oglinzi, ca și pentru unul singur oglindă, au fost gândite ca instrumente cu scop special, pentru a fi utilizate doar la o singură stație focală. Din aceste sisteme au evoluat adevărații corectori, care pot fi adăugați la un telescop Ritchey-Chrétien nemodificat pentru a extinde câmpul. Alături de acești corectori adevărați, continuă să fie propuse modele care necesită unele modificări ale oglinzilor Ritchey-Chrétien, astfel încât performanța acestora să fie degradată atunci când sunt utilizate fără corector.

Prima propunere pentru un reflector Cassegrain corectat a fost făcută de Sampson [1913a], care a conceput și primul Newtonian corectat (Sampson [1913b]). Sistemul lui Sampson a constat dintr-o oglindă primară aproximativ elipsoidală, o secundară constând dintr-o lentilă de menisc cu suprafață sferică cu suprafața posterioară, concavă argintie, urmată de un sistem de lentile dublete separate cu suprafață sferică. Sistemul de lentile a fost corectat pentru ambele aberații cromatice primare și a fost folosit același tip de sticlă pentru toate cele trei elemente refractante, astfel încât efectele secundare ale spectrului au fost eliminate. Sistemul complet, corectat pentru aberația sferică, comă și un câmp mediu fiat a avut o deschidere de f/14,05, iar imaginile de 2,2 secunde de arc au fost revendicate la un unghi de câmp de I față de axă.

Lucrări ulterioare legate de sistemele de tip Ritchey-Chrétien. În același an cu lucrarea lui Chrétien care le descrie, contraamiralul Violette [1922] a propus ca astigmatismul și curbura câmpului telescopului Ritchey-Chrétien să fie corectate printr-o lentilă dublet subțire apropiată de planul focal, împreună cu o schimbare a asfericității în oglindă. Violette și-a bazat analiza inițială pe teoria aberației lentilelor subțiri, ceea ce duce la concluziile generale că corectarea simultană a celor două aberații cromatice primare este posibilă numai pentru două lentile subțiri dacă acestea sunt în contact și că, dacă acest dublet subțire apropiat trebuie să fie finit. Curbura Petzval și puterea finită trebuie să fie formată din elemente pozitive și negative cu dispersii diferite. Deoarece sistemul normal de oglinzi Ritchey-Chrétien are o curbură finită a câmpului pozitiv, Violette a propus un dublu apropiat, de putere negativă corespunzătoare, compus dintr-o coroană și un element de sticlă din silex, iar henee având un defect secundar de spectru. El a considerat că aceasta poate fi eliminată doar, într-un dublu de putere zero cu două elemente ale aceleiași

tip de sticlă, dacă configurația Ritchey-Chretien ar fi de tipul cu curbură Petzval zero; aceasta are o obstrucție centrală neobișnuit de mare. De fapt, teoria lentilelor subțiri, în condiții obișnuite un ghid util, devine o aproximare destul de slabă pentru lentilele apropiate de un focus. Acest lucru este discutat mai jos.

După Violette, nu s-a mai acordat atenție corectoarelor secundare de focalizare de mai bine de patruzeci de ani, timp în care astro-omerii plănuiau construirea unui număr de telescoape Ritchey-Chrétien, unele de dimensiuni considerabile. Câmpul unghiular care poate fi utilizat în mod convenabil este limitat, la telescoapele mai mari (să zicem deschiderile de 3,5 m și în sus) de dimensiunea plăcilor de fotografie disponibile, iar la telescoapele mai mici de dimensiunea găurii din oglinda principală ; în general, la telescoape mai mari, pot fi dorite diametre de câmp de la 30 la 50 de minute arc, iar la instrumente mai mici până la aproximativ Io sau cel mult 1|° diametru. În telescopul simplu Ritchey-Chrétien care utilizează suprafața imaginii aflate, astigmatismul și curbura câmpului limitează câmpul la dimensiuni mult mai mici decât acestea. Deoarece curburele câmpului sagital și tangențial sunt ambele de același semn, câmpul de bună rezoluție este extins considerabil dacă plăcii de fotografie i se oferă o curbură adecvată, concavă spre oglinzi; cifrele oferite de Wynne [1968] pentru variații instrumente Ritchey-Chrétien de raporturi focale aproximativ f/8 arată că, cu o placă îndoită și imaginea se răspândește până la | secunde de arc, diametrele câmpului de 25 până la 29 de minute de arc sunt acoperite. În mod substanțial, același nivel de corecție ar fi obținut pe un câmp fiat dacă în loc să îndoiți placa de fotografie, s-ar introduce o lentilă de câmp de putere adecvată, atât de aproape de focalizare încât aberațiile sale, altele decât curbura câmpului, sunt neglijabile.

Au fost propuși o varietate de corectori de focalizare secundară mai calculați. Acestea vor fi descrise în ordinea complexității, începând cu cele mai simple, mai degrabă decât după data publicării.

Gascoigne [1965] a propus un corector cu un singur element sub forma unei plăci asferice, destul de aproape de focalizare. Placa poate fi configurată astfel încât să introducă astigmatism de cantitate pentru a oferi un echilibru optim împotriva curburii câmpului Petzval. Curburele câmpului sagital și tangențial vor fi apoi egale și opuse, iar pe o suprafață a unei imagini fiat câmpul de bună rezoluție este substanțial crescut față de ceea ce poate fi obținut cu o lentilă de câmp simplu. Placa asferică va introduce în mod necesar o oarecare aberație sferică și comă; dacă placa este situată suficient de aproape de focalizare, acestea pot fi neglijabile, dar asfericitatea plăcii este atunci destul de mare. Alternativ, pentru o placă mai departe de focalizare, aberația sferică și coma pot fi corectate făcând ca cele două oglinzi să plece în mod corespunzător de adevărata condiție Ritchey-Chrétien; asta a propus Gascoigne.

Un alt corector cu un singur element a fost propus de Kohler [1966.

1967, 1968] pentru telescopul European Southern Observatory. Aceasta constă dintr-o singură lentilă sferică cu suprafață, aproape de focalizare, de asemenea formă și putere încât să corecteze astigmatismul și curbura câmpului perechii de oglinzi. Această lentilă introduce aberație sferică și comă semnificativă, care se îndepărtează prin modificarea adecvată a asfericităților oglinzii, astfel încât în absența corectorului să existe comă la focarul secundar. Mai mult, obiectivul unic introduce în mod necesar o diferență cromatică de focalizare și mai ales de mărire. Acest lucru poate fi acceptabil dacă corectorul este utilizat doar pentru fotografierea în intervale spectrale destul de restrânse. Dimensiunea câmpului acoperită este de ±

15 minute de arc, cu o imagine răspândită la orice lungime de undă în intervalul 365 până la 768 nm în aproximativ 0,4 secunde de arc.
Pentru cele două sisteme menționate mai sus, care nu introduc aberații cromatice mari, placa asferică a lui Gascoigne dă controlul astigmatismului sistemului, astfel încât acesta să poată fi echilibrat cu curbura câmpului Petzval a sistemului de oglinzi, care este neschimbată de placă; corectorul lentilelor de câmp oferă controlul curburii Petzval, care poate fi echilibrat cu astigmatismul sistemului de oglindă, care este substanțial neschimbat de lentila de câmp.
Schulte [1966 b, c] a propus un corector cu două elemente pentru o placă asferică bine în fața focarului, împreună cu o lentilă de câmp aproape de focalizare, care permite atât astigmatismul, cât și curbura câmpului să fie corectate. El a oferit un design, pentru focalizarea secundară f/7.5 a telescopului de 152 cm al Observatorului Inter-American Cerro Tololo, care oferă o raspandire a imaginii în ţ secunde de arc pentru intervalul spectral de la 340 la 660 nm pe un câmp de i.0.751. Placa asferică introduce o comă semnificativă, astfel încât este din nou necesară modificarea formelor oglinzii din adevărata formă Ritchey-Chrétien.
Primele sisteme care corectează atât astigmatismul, cât și curbura câmpului fără a se îndepărta de formele oglinzilor Ritchey-Chrétien au fost propuse de Wynne [1965] și au constat din două lentile cu suprafață sferică. Din teoria lentilelor subțiri rezultă că un sistem de două lentile, fiecare cu grosimea axială zero, poate fi corectat pentru cele două aberații cromatice de ordinul întâi numai dacă separarea axială dintre lentile este zero; și că atunci cele două lentile pot fi făcute din același tip de sticlă numai dacă puterea lor combinată este zero, caz în care curbura câmpului Petzval este zero. Aceste considerații au condus-o pe Violette [1922] să concluzioneze că, în general, un corector dublet pentru o focalizare Ritchey-Chrétien trebuie să conțină ochelari de diferite dispersii și aberații secundare ale spectrului. În majoritatea condițiilor, aceste propuneri de lentile subțiri sunt aproximativ valabile pentru lentile de grosimi finite mici, dar nu și pentru toate formele lentilelor; iar pentru lentile cu grosimi finite și separări în apropierea unui focar, discrepanțele din teoria lentilelor subțiri devin mai mari.
IV]
REFERINȚE
J 63
Wynne [1965], în două modele de corector pentru focalizarea Ritchey-Chrétien al telescopului Kitt Peak de 150 inch, a arătat că este posibil cu două lentile separate cu suprafață sferică, fiecare realizată din același material, să se obțină o corecție bună a curburii câmpului. și astigmatism, cu treedom substanțial din aberații cromatice, fără a perturba formele oglinzilor Ritchey-Chrétien.
Modelele anterioare (Wynne [1965]) foloseau fie silice topită, fie o sticlă cu transmisie UV ridicată și au oferit imagini răspândite în aproximativ 0,2 secunde de arc cu un câmp de + 15 minute de arc, în intervalul spectral de la 405 la 644 nm. Un proiect mai târziu (Wynne [1968]), din nou pentru telescopul Kitt Peak de 150 inch, a acoperit un câmp de +25 minute arc, cu răspândirea imaginii în aproximativ 4 secunde arc în intervalul 365 până la 770 nm. Rosin [1966] a descris o formă diferită de corector dublet cu suprafață sferică pentru o pereche de oglinzi Ritchey-Chrétien nemodificată, folosind două pahare cu dispersii ușor diferite.

Refsdal [1968] a oferit un design al unui dublu de silice topită cu o suprafață asferică, oferind un nivel ridicat de corecție pe un câmp de +45 minute arc pe un telescop de 1,5 metri f/3,5 : f/7,5, cu oglinzile plecând de la Starea Ritchey-Chrétien. Pentru un 1,5 metri f/3 : f/8 modificat Ritchey-Chrétien, Wilson [1968] a proiectat un corector dublu de silice care acoperă un câmp de +30 de minute de arc. O încercare de a găsi o soluție de dublu satisfăcătoare cu cele două lentile din același material pentru o adevărată pereche de oglinzi Ritchey-Chrétien a fost eșuată. Se oferă un design dublu, folosind doi ochelari optici diferiți, unul destul de susceptibil de a se păta și, de asemenea, un design cu trei lentile care necesită refocalizare pentru diferite regiuni de lungimi de undă.

Referințe

(până în noiembrie 1970)

Bakfr. J G., 1953, Amateur Telescope Making, Book Three (Scientific American Inc.) p. 1.
Baker, J.G. 1969, IEEE Trans. AFS 5, 261.
Baranne, A., 1966, The Construction of Large Telescopes (LA.U. Symp. No. 27, 1965) (Academic Press, Londra) p. 22.
Chrétien, H.. 1922, Rev. d'Opt. 1. 13 și 49.
Dimitroff, GZ și JG Baker, 1945, Telescoape și accesorii (J. și A. Churchill Ltd., Londra) p. 105.
Gascoigne, SC B . 1965, Observatorul 85, 79.
Kôhler, H., 1966, The Construction of Large Telescopes (LA.U. Symp. No 27, 1965) (Academie Press. Londra) p. 9.
Kôhler, H., 1967, European Southern Obs. Taur. nr. 2, p. 13
Kôhler, H., 1968, Appi. Opta. 7, 241.
Meinel, A B., 1953, Astrophys. J. 118, 335.
Nunn, M. şi CG Wynne, 1959, Proc. Fiz. Soc. 74, 316.
Paui, M., 1935, Rev. d'Opt. 14, 169.
Refsdal, 1 N., 1968, Apl. Opta. 7, 1645.

Rosin, S., 1961. J. Opt. Soc. A.m. 51,
Rosin , S. , 1966 , Apl. Opta. 5, 675.
Ross, FE, 1933, Astrophys. J. 74 ,
Ross, FE, 1935. Astrophys. J 81,
Sampson, RA, 1913a, Phii. Trans. Roy. Soc. 213, 27.
Sampson, RA, 1913b, Mon. Nu. RAS 73 , 524 .
Schulte D. II., 1966a, Ap. Opta. 5, 313.
St in ite, D. IL, 1966b, The (onstruction ot Large Telescopes (I AU Symp. No. 27, 1965) (Academic Press, London) p.
Schulte , D. FL , 1966c , Ap. Opțiunea 5,
Scine cRzscHii i·. K., 1905, \str. Mitt. acolo k. Slern. z. Gottingen, ii
Violet, IL. 1922, Pr. pr. d Opt 1 , 397 .
Wilson, RN, 1968. \ppl. Opta. 7. 253.
Wynne, CG, 1949. Proc Phys. Soc. B 62, 772.
Wynne, CG, 1959, Proc. Fiz. Soc. 73. 777.
Wynne, C G., 1965, Appi. Opta. 4, 1185.
Wynne, CG, 1966, The Construction of Large Telescopés (IAU Symp. No. 27, 1965) (Academic Press, Londra) p. 25.
Wynne, CG, 1467, Appi. Opta. 6, 1227.
Wynne, C G., 1968, Astrophys. J. 152, 675.
Wynne, CG, 1969, J. ()pt Soc. A.m. 59, 572.
Wynne, C (>. și I' MJH Wormell, 1963, Appi. Opt. 2, 1233.
V

OBSERVAȚIA OPTICĂ PUTERILE DEFECTELOR
IN Izolatoare*

Regula /-Suma, ecuația lui Smakula, câmpurile eficiente și aplicarea la centrele de culoare în halogenuri alcaline

DE
D. Y. SMITH1
Laboratorul Național Argonne, Argonne, Illinois 60439, SUA și
Universitatea de Stat Michigan, East Lansing, Michigan 48823, SUA
și
DL DEXTER +
Universitatea din Rochester, Rochester, New York 14627, SUA și
Universitatea din Roma, Roma, 00100, Italia

* Cercetare susținută parțial de Comisia pentru Energie Atomică din SUA, Biroul USAF pentru Cercetare Științifică și Consiliul Național de Cercetare din Italia.

t Adresa actuală: Laboratorul Național Argonne.
t Adresa actuală: Universitatea din Rochester.

CUPRINS

PAGINĂ

§ 1. Introducere

Proprietățile optice ale solidelor izolante pot fi modificate dramatic de prezența unor defecte, cum ar fi urme de impurități sau imperfecțiuni ale rețelei. În natură, acest lucru explică colorarea multor exemplare de minerais în mod normal fără culoare, cum ar fi sait de rocă galbenă, cuarț roz și diverse pietre prețioase precum safir, topaz și rubin. În laborator, absorbția defectelor a fost observată într-o gamă largă de cristale preparate prin adăugarea intenționată de impurități, tratament electrochimic și prin iradiere cu raze X, lumină UV și diferite particule de înaltă energie. Proprietățile optice ale unor astfel de defecte au fost investigate pe larg în ultimii cincizeci de ani atât datorită semnificației lor practice, cât și datorită înțelegerii mai profunde a proprietăților tuturor solidelor pe care le-au oferit-o (Seitz [1946, 1954], McClure [1959], Schulman și Compton [1962], Pick [1965, 1972] și Fowler [1968]).

În articolul de față ne propunem să trecem în revistă câteva probleme generale asociate cu puterea de absorbție optică prin defecte în nemetale. În aceasta ne vom limita luarea în considerare la tranzițiile electronice între nivelurile defectelor; nu vom lua în considerare în mod explicit detaliile tranzițiilor induse de fonon. Vom lua în considerare problema nivelurilor de energie a defectelor doar întâmplător, deoarece aceasta a fost studiată pe scară largă și sunt disponibile multe recenzii actualizate (Gourary și Adrian [1960], Fowler [1968], Bennett [1968, 1969]).

În trecut, subiectul rezistenței de absorbție a defectelor de absorbție nu a primit o atenție atât de mare ca problema însoțitoare a energiilor de tranziție și a valorilor proprii. Aceasta este parțial o urmare a faptului experimental că măsurarea secțiunii transversale de absorbție este considerabil mai dificilă decât măsurarea energiei unei benzi de absorbție. În pregătirea acestei revizuiri, căutăm să subliniem importanța înțelegerii puterii oscilatorului a defectelor și sperăm să arătăm că, deși măsurătorile dificile, precise ale secțiunilor transversale de absorbție pot duce la o perspectivă mult mai profundă asupra defectelor implicate. În plus, dorim să revizuim critic o serie de noțiuni larg răspândite referitoare la regulile sumei, domeniile efective și mase efective. Al nostru

scopul este de a stabili limitele validității acestor idei și de a examina ce înțelegere poate fi obținută prin aplicarea lor la datele experimentale.

Luați în considerare puterea oscilatorului, f, care nu este doar cel mai convenabil parametru adimensional pentru descrierea intensității unei anumite tranziții, dar este și un test util pentru precizia funcțiilor de undă. Cu siguranță este posibil să se construiască hamiltonieni aproximativi ale căror diferențe de valori proprii corespund destul de bine cu energiile de tranziție observate, dar ale căror funcții proprii asociate seamănă puțin cu realitatea. Pe de altă parte, dacă funcțiile proprii au o formă sensibilă, adică au un număr adecvat de noduri și satisfac condițiile de limită și, mai mult, predică corect puterea oscilatorului, se poate aștepta în mod mai rezonabil să fie capabil să prezică distribuția de încărcare electronică să fie măsurată, de exemplu, prin experimente de rezonanță magnetică (vezi Seidel și Wolf [1968]). În consecință, numerele / sunt cantități importante de înțeles pentru imperfecțiunile din solide, chiar mai mult decât pentru atomii liberi și ar fi de dorit să se folosească toate cunoștințele forma disponibile în analiza lor.

În studiul imperfecțiunilor localizate în izolatoare, o simplificare comună este de a presupune că defectul și mediul înconjurător pot fi decuplate și apoi tratate separat. De obicei, dar nu întotdeauna, atenția este concentrată pe defect și modificarea cristalului gazdă prin defect este neglijată. În această abordare, efectul gazdei asupra nivelurilor de energie ale defectului este explicat în mod obișnuit de (1) un câmp de cristal sau potențial cristalin (Bethe [1929], Van Vleck [1932], Seitz [1938], Ballhausen [1962]) care aproximează interacțiunea medie defect-gazdă și, uneori, (2) o masă efectivă (Lax [1956]) care explică dispersia energiei electronilor în structura periodică a cristalului gazdă. În tratarea interacțiunii defectului cu un câmp extern, este introdusă frecvent o a treia mărime, (3) un câmp „local” sau „eficient” (Lorentz [1909], Smakula [1930], Dexter [1958]). Acest câmp local ține seama de modificarea câmpului extern de către mediul gazdă și este format din câmpul extern plus câmpul rezultat din polarizarea indusă în gazdă. Așa cum este aplicată proprietăților optice ale defectelor, această abordare a condus la o formă generalizată a ecuației lui Smakula (vezi § 4.1) care leagă puterea oscilatorului pentru o tranziție asociată cu defectul „izolat” la secțiunea transversală de absorbție integrată a benzii de absorbție a defectului. în solid. De asemenea, a condus la noțiuni intuitive

conform cărora regulile de sumă pentru puterile oscilatorului ar trebui să se aplice imperfecțiunilor în același mod ca și pentru sistemele atomice izolate. Din păcate, așa cum subliniem în acest articol, puterile oscilatorului asociate cu anumiți atomi sau imperfecțiuni nu pot fi tratate ca independente de restul sistemului.

În § 3 considerăm această „neseparabilitate” a defectului și a forțelor oscilatorului sistemului din mai multe puncte de vedere și arătăm că aceasta duce la abateri netriviale de la regula/-sumă așa cum s-ar aplica speciilor izolate.
Pentru acei cititori care ar putea să nu fie familiarizați cu teoria clasică a absorbției defectelor, așa cum a fost dezvoltată de Smakula [1930] și de Mollwo și Roos [1934b], schițăm derivarea celebrei relații a lui Smakula din teoria clasică a dispersiei în § 2. În timp ce această dezvoltare a fost înlocuită de una mecanică cuantică, trecerea în revistă a teoriei clasice servește la scoaterea în evidență a acelor puncte care trebuie tratate cu grijă în tratamentul mai general.
În § 4 trecem în revistă generalizarea mecanică cuantică a expresiei lui Smakula și analizăm pe scurt aproximările implicate, inclusiv introducerea și semnificația masei efective. În § 5 discutăm problema conexă a conexiunii dintre puterea oscilatorului defect și secțiunea transversală integrată observabilă experimental, în special așa-numitul „raport al câmpului efectiv”. Este revizuită teoria din spatele diferitelor alegeri ale câmpului eficient. Se arată apoi că, cu excepția cazului în care raportul câmpului efectiv este unitatea, ca în cazul centrelor extrem de difuze, sau valoarea câmpului cavității Onsager [1936] în cazul centrelor punctiforme, raportul câmpului efectiv nu poate fi definit în mod corespunzător în termeni de proprietăți macroscopice ale cristalul gazdă și proprietățile defectului.
În § 6 cercetăm rezultatele experimentale cunoscute privind centrele de culoare și unele impurități din cristalele de halogenură alcaline. În cazul centrului F concluzionăm că sunt așteptate /-sume semnificativ mai mari decât unitatea pentru absorbția totală în benzile F, K și L·. Mai mult, aflăm că câmpul net efectiv experimentat de electronul legat la un centru F din halogenura alcalină este aproape de câmpul mediu din mediu: în niciun caz nu este nici măcar aproximativ valoarea Lorentz asumată în mod obișnuit.

§ 2. Tratamentul clasic al absorbției defectelor lui Smakula

Primul tratament al rezistenței de absorbție a defectelor a fost dat de Smakula [1930] și s-a bazat pe teoria clasică a dispersiei (Lorentz [1909], Wolf și Herzfeld [1928], Rosenfeld [1951]). Ca o introducere în subiectul nostru, vom trece în revistă pe scurt tratamentul lui Smakula, deoarece în multe privințe este corect din punct de vedere calitativ și servește pentru a sublinia ipotezele de bază care vor fi investigate în secțiunile ulterioare.
În teoria clasică a dispersiei, electronii dintr-un solid sunt descriși ca o colecție de oscilatoare Lorentz independente, fiecare cu o polarizabilitate dependentă de frecvență.

e2jm en2 - ω2 + i}'v ω
(2.1)

unde e și ni sunt sarcina și respectiv masa electronică, iar ων și γν sunt frecvența proprie și, respectiv, constanta de amortizare pentru cel de-al v-lea oscilator.*
Pentru a afla proprietățile optice ale unui astfel de sistem se calculează funcția dielectrică, ε(ω), adică răspunsul de polarizare al sistemului la un câmp extern. Într-un astfel de calcul, trebuie reținut că fiecare oscilator experimentează câmpurile care decurg din polarizarea tuturor celorlalte oscilatoare, astfel încât momentul dipol indus pe oricare oscilator este determinat de câmpul efectiv local, Jeff, și nu neapărat de câmp mediu în mediu, <5'0. Polarizarea diferitelor oscilatoare din acest sistem clasic este aditivă, astfel încât polarizabilitatea întregului sistem este doar χ = (ε − 1)/4π = (^eff/^o) Σ'7;· 1° calculul său inițial pentru defecte ale cristalelor cubice Smakula a făcut alegerea, obișnuită pentru un mediu izolator cubic sau orientat aleatoriu, a unui câmp Lorentz-Lorenzlocal (Lorentz [1909], Frohlich [1958]), astfel încât să luăm Jeff = <5L = ^(ε + 2).)ó'o. Introducând puterea oscilatorului,/., ca număr de electroni de dispersie (adică, activi optic) cu frecvența proprie ων, rezultă relația de dispersie clasică binecunoscută pentru indicele complex de refracție, ñ = n − ik,
zî2−1 ε−1 4π 4π,- r e2lm
~2 . 0 − _ Σ ai − V Σ A ~22 . ·'(2-2)
n +2 ε+1 3 i 3 V t')v− ω +iyvco
unde a doua sumă trece peste grupurile de oscilatoare care au diferite frecvențe ων.
Nov* Smakula a observat că modificarea proprietăților optice cauzată de introducerea defectelor ar putea fi calculată din eq. (2.2) în ceea ce privește diferența dintre polarizabilitatea totală a defectului, aD, și cea a oscilatorului (oscilatorilor) gazdă pe care îl înlocuiește, 7H. Luarea diferenţialelor în ec. (2.2) randamente
8« = Ş (aD-aH)· (23)
Pentru moment presupunem cu Smakula că defectul introduce o singură bandă de absorbție în regiunea de transparență a cristalului gazdă unde indicele de refracție gazdă este real și egal cu n0. Apoi, absorbția optică-

* Această expresie pentru polarizabilitate (cu yv> 0) este adecvată pentru câmpurile cu o dependență de timp exp (iwf). Dacă ar fi fost aleasă dependența de timp exp (−iwt), semnul termenului imaginar din denominatorul eq. (2.1) ar fi negativ iar indicele complex de refracție ar fi ñ − n+ik.

coeficientul de raportare, /z, poate fi calculat prin echivalarea părților imaginare ale ecuației. (2.3) și folosind relația μ = -(2a>/c) Im ñ = 4κκ/2, unde c este viteza și λ lungimea de undă a luminii în vid. Pentru p defecte pe unitate de volum cu puterea oscilatorului fD și constanta de amortizare yD se găsește
= 9 me L!.°_______ г
~ 2/ / 2т\2 кτлx1 D
2 ro (ηoτ2)
(2 4)
unde pmãK este coeficientul de absorbție în maximul benzii de absorbție a defectului, h este constanta lui Planck, iar TD = hyD este lățimea completă a defectului bând la jumătate de maxim în unități de energie. Aceasta este relația celebrată a lui Smakula (cum este dată de Mollwo

și Roos [1934b]) între puterea oscilatorului de absorbție a unui defect și aria de sub banda sa de absorbție care a fost presupusă (vezi ecuația (2.2)) a fi un Lorentzian. Acest rezultat presupune, de asemenea, că p este suficient de mic încât κ și $\delta\eta/\eta_0$ sunt peste tot mult mai mici decât unitatea. Adică, se aplică soluțiilor diluate, nu compușilor. Această aproximare se va face pe tot parcursul.

Compararea acestei expresii cu cea pentru Lorentz susținut arată că corecția câmpului local apare pătrat. Astfel, ecuația lui Smakula poate fi rescrisă ca

„ _ 2e2h /<?L\2 ..

/¿max II PJD,

mcno \<?o/

unde cantitățile din partea stângă se referă la proprietățile macroscopice observabile ale solidului imperfect, în timp ce cele de pe partea stângă sunt în primul rând proprietăți microscopice ale defectului și ale mediului său. Apariția pătratului raportului câmpului efectiv va fi văzută ca fiind o consecință a faptului că, mecanic cuantic, probabilitatea de tranziție depinde de pătratul elementului de matrice pentru interacțiunea defectului cu câmpul de radiație. După cum vom vedea în secțiunile următoare, acest formular poate fi generalizat.

Când ajungem la acest rezultat, am presupus în mod explicit că

1) defectul și gazda pot fi decuplate și tratate separat și, în plus, polarizările lor sunt adiționale;
2) există un câmp local bine definit la defect: și
3) câmpul local de la defect este același cu cel de la un atom gazdă și în acest exemplu are valoarea Lorentz.

O consecință importantă a acestui tratament clasic este că f_D ar trebui să fie un număr integral pentru o singură bandă de absorbție, deoarece reprezintă numărul de electroni de dispersie pentru defect. Desigur, mai multe benzi cu puteri ale oscilatorului fracționat sunt permise mecanic cuantic, dar totuși

tabloul clasic prezice o /-sumă integrală pentru benzile de varioane care decurg din același defect

După cum va deveni evident în cele ce urmează, decuplarea defectului și gazdei este posibilă doar parțial chiar și în aproximarea cu un electron. Se va vedea că acest lucru duce la abateri de la regula/-sumă și la o legătură strânsă între stările electronice ale gazdei și puterea oscilatorului total defect. Va deveni evident că, în general, un domeniu local nu poate fi definit. În acele cazuri în care <feff este bine definit, în general nu este același lucru la un defect ca la un atom gazdă. În ciuda acestui fapt, se constată că o expresie similară cu ecuația lui Smakula este valabilă, cu condiția ca cuantificărilor precum <?eff și/ să li se ofere interpretarea mecanică cuantică adecvată.

§ 3. Decuplarea defectului și gazdei și regula /-Sum

Vom începe discuția despre absorbția defectelor luând în considerare ipoteza comună a separabilității defectului și gazdei. Deoarece aceasta este strâns legată de regula /-sumă, așa cum este aplicată unei părți a unui sistem, revizuim mai întâi derivația mecanică cuantică a regulii /-sum pentru un sistem în ansamblu. Apoi luăm în considerare izolarea unei porțiuni din sistem și măsura în care o regulă parțială/-suma este valabilă pentru porțiunea izolată.

3.1 I HE /-SUM RUEE PENTRU TI IE TOTAL DI TE CT-HOST SISTEMUL

Regula /sumă pentru un sistem de electroni /λ · afirmă că
ΣΛ-ι = Λ·   (3.1)
l
unde fj^i, puterea medie a oscilatorului* a unei tranziții din starea ri - ■ ■ ■ t0 starea r2, . . . rN), este definit ca
0 ITI
л., = —/E,-ΛψΎ.^IO2·   (3.2)
3и
Here Ek este energia stării Ek, m este masa electronică și ¿% = t rs. O demonstrație comună (Bethe și Salpeter [1957]) a acestei reguli se realizează prin evaluarea comutatorului fermion.
[pas> = ~ihôstôxfi; α,β = x, y, ζ,   (3.3)
* Puterea oscilatorului este strict o mărime tensorală (Seitz [1940], Bethe și Salpeter [1957]). Vom urma procedura standard de mediere a orientărilor și toate puterile oscilatorului nostru sunt valori medii. În plus, deși toți parametrii optici sunt cantități tensorale, pentru simplitate îi vom trata ca scalari. Acest lucru ar fi valabil în tratarea tranzițiilor SP în medii gazdă cubice sau izotropice și, așa cum vom spune aici, există suficiente probleme nebanale chiar și în cel mai simplu caz pentru a face neînțeleaptă introducerea complicațiilor inutile.

unde pas este operatorul de impuls conjugat canonic la poziția coordinales ras, 5 = 1, 2, ... TV. Dacă Hamiltonianul Sistemului este
2
H = E/+Hn,>ù.· ■■>·»),   (3.4)
s 2m
Pls este dat de
(3,5) in
Ecuațiile (3.1) și (3.3) pot fi combinate pentru a da comutatorul dublu
h2
[['·„.«]·>■,,,] =-6. A, ·   (3,6)
m
Valoarea așteptată a acesteia pentru starea j a sistemului conține matrici de forma <^Ψj\ras Hrfit^cu r și H aranjate în diverse ordine. Aceste matrici pot fi simplificate prin utilizarea proprietății de închidere a setului complet de funcții proprii, Ψι? de H. Rezultatul este
'   h2
(3,7) m
Însumarea peste coordonatele 3N dă apoi randamente
2 1ΪΙ
Zfj-I = 7 ρΣ№-£;)<Ψ1№Ψ,><Ψ,I«IΨ,> = N. (3.Γ) ι   3 η ι
Aceasta este celebra regulă a sumei Thomas-Reiche-Kuhn pentru tranzițiile care pornesc de la o stare definită Ψρ Este de valabilitate complet generală pentru orice sistem atomic, molecular sau solid în ansamblu, cu condiția să fie incluse toate tranzițiile.
Pasul de la ec. (3.6) la echivalentul. (3.7) și, în consecință, o dovadă a regulii/-sumă, nu poate fi făcută ori de câte ori nu putem folosi proprietatea de închidere pentru un set complet de state. Acest lucru s-ar putea întâmpla din motivul (teoretic) banal pentru care excludem, să zicem, tranzițiile de înaltă energie din considerare. Un alt motiv posibil ar putea fi acela că este folosit un Hamiltonian aproximativ pentru care nu există un set complet de stări. Cel mai important exemplu al acestui lucru se referă la considerente ale

Principiilor Pauli aplicate doar unei părți a sistemului. Acest ultim punct va fi discutat în detaliu.
În multe cazuri, inclusiv subiectul acestei lucrări, interesul este centrat pe absorbțiile într-un interval de energie mai mult sau mai puțin limitat, care sunt asociate în primul rând cu o anumită parte a sistemului, astfel încât este pertinent să ne întrebăm dacă o regulă /-sumă este valabilă. pentru o anumită porțiune a sistemului (Smith și Dexter [1968a, 1968b]). De exemplu, în esență, toată absorbția centrului F în halogenurile alcaline are loc în regiunea transparentă a cristalului gazdă și

poate fi măsurat (vezi § 6.1). S-ar părea rezonabil (Doyle [1958b], Schulman și Compton [1962] p. 90, Markham [1966]) - deși incorect - să presupunem că această absorbție corespunde unei /-sume a unității În mod similar cu Li atomic substituțional în Ar solid , o impuritate donor într-un semiconductor sau absorbție care implică un singur electron într-un atom cu mulți electroni.

3.2. SEPARAREA DEFECTULUI ȘI A GAZDEI ȘI REGULA PARȚIALĂ/-SUMĂ

Ca o ilustrare a diviziunii unui sistem în două subsisteme și a caracterului incomplet al separării sumelor lor individuale, considerăm cazul deosebit de simplu al atomului alcalin izolat. Acest exemplu servește la trei scopuri. Este de interes istoric, explică de ce este necesară prevederea cu italice de mai sus și are o audiere directă asupra proprietăților centrilor de culoare. Atomii alcalini constau dintr-un singur electron de valență și un număr de învelișuri închise. Învelișurile închise au spin zero și moment unghiular orbital zero, iar distribuțiile lor de sarcină sunt aproape independente de starea electronului de valență. În consecință, electronul de valență poate fi descris într-o aproximare foarte bună ca mișcându-se într-o potențială centrală eficientă care decurge din învelișurile închise plus potențialul nuclear Coulomb (Hellmann [1935, 1936], Hartree [1957], Bethe și Salpeter [1957] §68).
Un astfel de tratament presupune aproximarea unui electron și presupune că statele de bază sunt independente de starea electronului de valență. Niciuna dintre aceste ipoteze nu este satisfăcută exact. În special, funcția de undă nu este tocmai un produs al stărilor cu un electron, dar poate fi scrisă ca o suprapunere a tuturor funcțiilor de undă posibile. Stările excitate de energie scăzută pot fi, prin urmare, scrise ca un produs al stărilor normale ale miezului și al unei stări de valență excitată plus termeni de corecție în care au loc excitațiile de bază (Bethe și Salpeter [1957] § 68). În statele de interes pentru problemele optice, acești termeni de corecție apar cu coeficienți foarte mici și aproximarea „electron-excitație cu valență unică” este de obicei suficientă și este suficientă pentru scopurile noastre. O situație similară este de așteptat pentru o varietate de centre de exces de electroni și de defect în cristale ionice în care un electron sau un grup de electroni se mișcă în câmpul cristalin al ionilor de înveliș închis.
To tratați regula/-sumă în astfel de cazuri, luați în considerare împărțirea sistemului de electroni Λ în două părți A și B care conțin n și N — n electroni, respectiv, și presupuneți că interacțiunea lui A cu B este relativ slabă. la energia de legare a electronilor din B, se presupune că subsistemul A cin se mișcă într-o potențială efectivă

t>(r). În atomul alcalin A ar fi electronul de valență și B stările de bază. Hamiltonianul pentru A este atunci

„Γ η2
ηλ = ς +'·ω
s=i L2m
+ 1,04,1·,.. ■ ■ *·.)>
(38)

unde, r2,. . . r„) este potențialul de interacțiuni cu subsistemul A. HA are un set complet de funcții proprii <p'y(rx, r2, ... rn) și dovada regulii /-sumă pentru subsistemul A poate fi dusă aproape până la punctul de ecuație. (3.7). Cu toate acestea, nu toate funcțiile proprii ale Hamiltonianului din ec. (3.8) poate fi asociată cu stările finale pentru excitațiile subsistemului A, deoarece unele dintre <p^ corespund stării fundamentale ocupate a subsistemului B, φ®. Prin urmare. regula de sumă pentru forțele oscilatorului subsistemului A, /Дг ia forma

Σ '<■ ■ = й Σ (OWitó". (3.9)
ï 3n c

unde R = X"=irs și φ/s sunt funcțiile deja conținute în starea fundamentală ocupată a lui B.

Din punct de vedere fizic, al doilea termen din partea dreaptă a ecuației. (3.9) poate fi privită ca o corecție a/-sumei Sistemului izolat din cauza interzicerii principiului Pauli a tranzițiilor către celelalte state ocupate ale Sistemului complet conținut în partea B. Ecuația (3.9) poate fi, prin urmare, rescrisă în termeni a unui oscilator fictiv de putere a tranziţiilor interzise ca

ΣA. = "-ΣΛ^> (3·ΐθ)
l c

unde c variază peste toate statele ocupate din restul sistemului către care nu pot avea loc tranziții.

Astfel, în atomul de potasiu, de exemplu, sistemul A ar putea fi electronul de valență 4s și sistemul B electronii miezului ls22s22p63s23p6. Tranzițiile interzise în acest caz ar fi tranzițiile 4s -> np, n < 4, adică emisiile de raze X. Deoarece emisiile au o putere negativă a oscilatorului (din cauza energiei de tranziție negative), puterea totală a oscilatorului pentru absorbțiile din starea fundamentală a electronului de valență în alcalii (altele decât litiul) este mai mare decât unitatea (Unsôld [1955], Seitz [1940]] p. 644). Valorile pentru unele alcalii calculate în aproximarea cu un electron sunt date în figura 1.

Un argument similar poate fi formulat pentru electronii de bază, dar aici tranzițiile interzise includ absorbții de raze X către miezul ocupat mai înalt și stările electronilor de valență. Astfel, electronii cei mai interiori trebuie să aibă sume ale puterii oscilatorului cu un electron mai mici decât unitatea, deoarece principiul Pauli exilează tranzițiile către statele ocupate mai înalte care ar fi permise într-un

tabelul 1

Puterea totală a oscilatorului pentru absorbțiile din starea fundamentală a atomilor alcalini care implică tranziții ale electronului de valență, calculată prin aproximarea unui electron.

Element	Σ/

II	1.00 identic
Li	LOO
Na	1,04a· ь
K	1.10a· b
Rb	1,14b
Cs	1 17b

3 Calculat din elementele matricei dipolare de Bifrmann și Lübeck [1948] (vezi și BlERMANN [1950]).
b Calculat din clemente de matrice dipol și gradient de către autor folosind funcții de undă generate cu programele de structură atomică Herman-Skillman (Herman și Skillman [1963]). Puterile oscilatorului dipol și gradient au fost aceleași cu mai puțin de 1 °/a. Pentru o comparație a metodelor vezi Chandrasffhar [1945] și Green, Johnson și Kolchin [1966].

imagine cu un singur electron (Kronig și Kramers [1928], Compton și Allison [1935]). (În cazul nivelurilor electronice cu energii intermediare există niveluri ocupate deasupra și dedesubtul nivelului în cauză. Astfel, tranzițiile interzise sunt atât de putere pozitivă, cât și de oscilator negativă, astfel încât /-suma netă pentru tranzițiile permise este fie mai mare, fie mai mică. decât unitatea, în funcție de starea particulară.) Cu toate acestea, ceea ce este o emisie interzisă pentru un electron este o absorbție interzisă pentru un electron aflat mai adânc, astfel încât, luând în considerare sistemul ca întreg, puterea totală a oscilatorului însumată pe toate tranzițiile sistemului rămâne doar N, numărul total de electroni.

3.3. APLICAȚII PENTRU PROBLEME DE DEFECTE

Luați în considerare implicațiile celor de mai sus pentru un atom de impuritate dintr-un solid în aproximarea cu legare strânsă. Li atomic substituțional în argon solid este un exemplu deosebit de simplu. În acest caz, am trata electronul exterior (2s) al Li ca (aproape) izolat de restul sistemului și, deoarece atomul de Li nu are stări inferioare în care să poată avea loc tranziții optice, orice corecție la / -regula sumei numai pentru electronul 2s trebuie să rezulte din prezența mediului Ar. Vor apărea abateri, deoarece, indiferent de ținând cont de interacțiunile dintre Li și vecinii săi, trebuie să ne ocupăm de funcțiile de undă ortonormale. Dacă folosim ortogonalizarea simetrică Schmidt (Courant și Hilbert [1953]) sau Lõwdin (Lõwdin [1956]), trebuie să scădem din starea Li 2 o cantitate adecvată de stări Ar 1s, 2s, 2p, 3s și 3p astfel încât funcția Li 2s corectată este ortog-

în același timp pentru restul sistemului. („Sumele corespunzătoare" sunt date prin integrarea suprapunerii între funcția Li 2s și funcțiile Ar Is, 2s, ...) În mod similar, pentru Li 2p, 3p, . . . state. În consecință, atunci când un element de matrice de tranziție este calculat între, să zicem, stările corectate 2s și 2p ale Li, integrai vor conține nu numai funcțiile Li 2s și 2p (renormalizate), ci și elementele matricei Ar și Li-Ar două centre. elemente de matrice de diferite forme, în plus față de integrais de suprapunere în două centre. Deoarece aceste informații în mod evident nu pot fi furnizate de Hamiltonian numai pentru atomul de Li, nu poate exista un set complet de stări, iar regula /-sumă se defectează. În limbajul paragrafelor de mai sus, statele finale ale subsistemului Li care corespund nivelurilor ocupate ale cristalului Ar trebuie excluse. Dacă acele niveluri ocupate sunt toate o energie mai mică decât cea a stării 2s a Li, atunci suma/- pentru electronul Li 2s trebuie să fie mai mare decât unitatea, dar, desigur, valoarea/ pentru orice tranziție anume ar

putea fi fie crescută, fie a scăzut de la valoarea sa atomică. De exemplu, puterea oscilatorului pentru tranziția 1s -> 2p a hidrogenului atomic în argon solid crește de la 0,416 la 0,486, iar cea pentru tranziția 2s -» 2p a litiului atomic în neonul solid scade de la 0,768 la 0,590 (Bhargava și Dexter [1]). 1970]).
Merită să repeți acest punct într-un mod ușor diferit. În prezența vecinilor care se suprapun (atomi de argon, să zicem) puterea oscilatorului pentru orice tranziție a defectului (de exemplu, litiu) este modificată în mai multe moduri. În primul rând, energia de tranziție este schimbată. În al doilea rând, se modifică normalizarea funcțiilor de undă. Aceștia sunt factori multiplicatori care nu schimbă forma ecuației. (3.2). Totuși, elementul pătrat al matricei de tranziție, IJ?/2, ia acum forma (|J?j;|2 + T/?7/ + Z), unde Y și Z sunt funcții complicate ale (1) se suprapun integral ale lui φ7 · și φι cu toate stările ocupate ale gazdei, (2) elemente de matrice cu două centre între impuritate și atomii gazdă și (3) elemente de matrice gazdă. Din schimbarea formei expresiei pentru puterea oscilatorului reiese că regula „separată” /-sumă nu poate fi valabilă.
În extrema opusă, să considerăm centrul extrem de difuz, de exemplu o impuritate donor într-un semiconductor cu constantă dielectrică ridicată (Kohn [1952]). Să ignorăm, de asemenea, „corecțiile celulelor centrale” și să amânăm discuția despre masa efectivă pentru mai târziu. În cel mai simplu caz, ne-am aștepta să putem încorpora toate interacțiunile dintre electronul optic activ și mediu prin utilizarea constantei dielectrice de energie joasă în vrac, ε, în termenul de energie potențială, –e2!&r, și ar fi așteptați ca regula/-sumă să fie respectată pentru electronul suplimentar (din nou, excluzând efectele de masă efectivă). Cu toate acestea, energia potențială terni este acum o funcție a energiei de tranziție, deoarece depinde de ε, iar teoria dispersiei obișnuită arată că

ε crește cu energia. În acest caz, cel al potențialului dependent de energie, nu există nicio asigurare că există un set complet de state, iar derivația regulii /sum se defectează. Nu facem distincția importantă între a avea diferite potențiale auto-consistente pentru diferite stări ca într-un atom și o potențială dependentă de energie, care nu poate fi calculată din Hamiltonianul centrului, dar este determinată de proprietățile mediului.
Dacă banda interzisă este suficient de mare în comparație cu energia de legare (BE) a donorului (sau acceptorului), nu ne-am aștepta ca variația lui ε cu energie să producă un efect mare. Acest lucru se datorează faptului că 56,5 % din puterea totală a oscilatorului atomului hidrogen are loc la o energie mai mică decât BE, 88,1 % la mai puțin de două ori BE și 94,7 % la mai puțin de trei ori BE (vezi § 6.1). Dacă banda interzisă este suficient de mare încât să nu aibă loc nicio modificare apreciabilă în ε de la energie zero până la 3 BE, și dacă benzile de conducere rămân parabolice până la dublul BE, regula/-suma ar trebui să fie satisfăcută în mod rezonabil, chiar și desi nu formai h derivabil
Poate că merită să subliniem aici că, în general, ftj nu este egal cu negativul lui// pentru o imperfecțiune într-un solid din cauza potențialului modificat, a funcțiilor de undă și a nivelurilor de energie care vor apărea cu relaxarea rețelei în jurul centrului excitat (Fowi .er și Dexter [1962, 1965]). Astfel, în general, nu ar fi corect

să se utilizeze o putere oscilator derivată din măsurarea ratei de emisie spontană în orice expresie care are legătură cu absorbția, cum ar fi eq. (4.4). Pentru centrele bine protejate, în care suprapunerea atât a funcțiilor de undă solului cât și a stării excitate cu cele ale vecinilor este neglijabil mică și există o schimbare mică a lui Stokes, așa cum este cazul multor tranziții cu pământuri rare, probabil că este o bună aproximare. a seta fij = – fji. În alte cazuri, cum ar fi centrul F din KC1, poate exista o eroare de factor 10.
În rezumatul acestei secțiuni, am arătat că, în general, nu este posibil să se obțină o regulă /-sum pentru o parte a unui sistem. În aproximarea strânsă a legăturii, chiar și pentru statele cu cea mai mică excitație, se pot aștepta în general modificări semnificative la f, pozitive sau negative. Chiar și pentru sistemele foarte strâns legate este inevitabil ca suprapunerile să devină mari pentru statele foarte excitate. Chiar și pentru centrele care pot fi tratate în aproximarea masei efective o regulă/-sumă nu este valabilă formal, deși este rezonabil de precisă numeric, dacă energia de legare este mică în comparație cu banda interzisă a gazdei.
§ 4. Secțiune transversală, ecuația lui Smakula și masele efective
4 1 EQUVÍ IONUL SMAKULA GENERALIZAT
Concentrarea atenției asupra tranzițiilor într-o porțiune relativ independentă a unui sistem mare tinde să ascundă circumstanțele pe care o poate observa doar

interacțiunile sistemului ca întreg cu un câmp de radiație aplicat. Punctul important este că puterile oscilatorului adecvate regulii subsistemului, eq. (3.10), nu poate fi măsurat direct. Mărimea observabilă experimental este coeficientul de absorbție sau secțiunea transversală a întregului sistem.
Acest lucru este clar când se observă că subsistemul descris de ec. (3.8) se presupune că se mișcă în potențialul de un electron u(r) care rezultă din restul sistemului. În discutarea puterii oscilatorului, s-a presupus în mod tacit că acest potențial este un potențial static auto-consecvent care, în cel mai bun caz, poate explica doar interacțiunea medie dintre cele două părți ale sistemului; acest lucru este adecvat pentru un calcul aproximativ al nivelurilor de energie și al funcțiilor de undă. Cu toate acestea, pentru calcularea probabilităților de tranziție, este doar partea dependentă de timp a potențialului cea care este importantă, deoarece tranzițiile între nivelurile de energie ale subsistemului sunt induse nu numai direct de câmpul aplicat, ci și indirect de interacțiunea dependentă de timp dintre varioni. părți ale sistemului care este modulată de câmpul aplicat. În cazul clasic, polarizarea indusă extern a mediului care înconjoară subsistemul este vizualizată ca dând naștere unui câmp electric suplimentar, în fază, la subsistem și în secțiunea de față vom lua în considerare ecuația lui Smakula în această aproximare. În cazul general, efectele de suprapunere sunt importante și trebuie luată în considerare și interacțiunea de schimb. Atunci ideea unui domeniu eficient devine mai puțin utilă. O abordare aproximativă care implică partea dependentă de timp a potențialului în sine va fi discutată în §§ 5.3, 5.4.
Pentru a continua, ne vom specializa în cazul bine studiat al tranzițiilor electric-depol ale unui centru atomic încorporat într-un mediu dielectric. Se presupune că mediul gazdă este transparent la și aproape de energiile absorbțiilor centrului și că densitatea centrilor

este suficient de scăzută încât interacțiunile dintre centre pot fi neglijate.

Secțiunea transversală de absorbție, integrată peste energie, a sistemului care conține un singur centru este dată de rata de absorbție a energiei împărțită la fluxul de energie la centrul absorbant. Rata de absorbție este produsul energiei de tranziție, = (£, — £}) și probabilitatea de tranziție care se află în aproximarea dipolului*

2
»(ω) = ^|<φM?)·K|φ,>|2.   (4,1)
jl n

Here vectorul electric, <f(r), are mărimea egală cu valoarea rms

* Probabilitatea de tranziție este dată exact în termeni de elemente de matrice ale potențialului vectorial, A (Schiff [1968]). În aproximarea dipolului, adică pentru lungimi de undă mari în comparație cu dimensiunile centrului absorbant, expresia exactă poate fi demonstrată a fi echivalentă cu elementele matricei ale vectorului electric al câmpului de radiație, S —(\/c)dA/dt .

a câmpului electric în punctul r. Fluxul de energie este dat de /îoc<i;/(4n), unde no este partea reală a indicelui de refracție al mediului la energia 7íω0· și ào este valoarea rms a câmpului mediu din mediu. Raportul acestor mărimi dă pentru secțiunea transversală de absorbție integrată, σ, rezultatul binecunoscut

σ(/íω)Á(/íω) =
' 1
-”o
^eff\
2̋I
3/ic
Λω,;|<φ7|K|φ,>|2
(4,2)

(vezi Lax [1952], Dexter [1958]). Pentru cazul unei linii largi de absorbție, în mod clar, ha>tJ și |<ç>/|.R|<pi>|2 reprezintă o energie medie a tranziției electronice - probabil aproape de energia de vârf a liniei de absorbție - și o medie element de matrice pătrat, respectiv. „Raportul câmpului efectiv”, în această expresie, provine din definiție

|<?X>·) · K|φ,>|2 =   (4.3)

unde 1 este vectorul unitar de polarizare. Cantitatea <>eff va fi discutată mai detaliat în § 5.4.

Comparația cu eq. (3.2) arată că ec. (4.2) se poate scrie sub forma echivalentă

f ff(/im)d(/im) =
' 1 Z^efΛ 2̋I 2π2β2ïι r "■ T ^jl
Lno ' éo / J 7ÌIC
0,4)

Ec. (4.4) se utilizează experimental prin definirea coeficientului de absorbție, μ, în relația

d.7 = —μ/άχ,   (4,5)

unde J este densitatea de intensitate a radiației incidente. Adică, μ este densitatea de energie îndepărtată pe unitate de timp pe unitate de volum dintr-un fascicul cu densitate de intensitate unitară și este egal cu secțiunea transversală, σ, ori concentrația pe unitate de volum a centrilor absorbanți, p. Astfel coeficientul de absorbție integrat.

Mβ = \ μβ(íιω)ά^ω),   ţ4 6)

sau „zona de sub banda de absorbție” poate fi legată de concentrație și puterea oscilatorului prin ecuație
τc Γ/i, / ¿ o \ 2 2π eh _fjl («Teff/ _
Mz¡.
(4 7)
Numerica! valoarea lui τc/(2л2e21i) este 9,1106x IO15 cm_2eV_1 (Taylor et al. [1969]). Aceasta este forma generalizată a ecuației lui Smakula, care este utilizată în mod obișnuit pentru a estima concentrația centrilor absorbanți din Tf/; măsurat. Pentru un anumit sistem de imperfecțiune plus gazdă, o

măsurarea nouă a lui p (prin mijloace chimice, să zicem) și Mjt permite „calibrarea” eq. (4.7), adică o determinare a cantității
(S"JS'eff)2/fjt.
Trebuie subliniat că astfel de experimente determină nu puterea oscilatorului, ci mai degrabă factorul de proporționalitate dintre p și Mjb sau chiar mai frecvent, în practică, cel dintre p și produsul înălțimii și lățimii benzii. Puterile oscilatorului citate în literatură sunt, prin urmare, o măsură a acestor factori de proporționalitate pentru un raport de câmp efectiv presupus - de obicei câmpul Lorentz - și o formă aproximativă a benzii. Ele nu sunt cu adevărat puteri ale oscilatorului în sensul eq. (3.2).

4.2 MASELE EFECTIVE

O caracteristică importantă a celor de mai sus este că masa electronică nu apare în ec. (4.2) pentru secțiunea transversală de absorbție, în timp ce apare în expresiile pentru forțele oscilatorului, ec. (3.2) și (4.4). Dacă este inserată adevărata masă electronică, valorile / se conformează sensului tradițional și sunt punctele forte adecvate de utilizat în regula Thomas-Reiche-Kuhn /-sumă discutată în § 3. Cu toate acestea, pentru anumite scopuri și în unele sisteme este convenabil să se folosească o masă eficientă în exprimarea forței oscilatorului. Această alegere a fost introdusă de Lax [1956] în limita aproximării masei efective pentru statele donatoare superficiale în semiconductori. El a observat că, cu această alegere, suma / este unitatea pentru tranzițiile între statele de masă efectivă asociate cu un extremum de bandă dat. Adică, dacă definim o putere a oscilatorului „pro forma”.
= / ων|<φ,1«1φ,>12.   (4,8)
3ft
unde m* este media armonică a maselor din tensorul de masă efectivă diagonalizat,
3   111
— = — + m ml m2 m3
pentru tranzițiile de la o stare de masă efectivă j la o stare de masă efectivă Z se supun
Σζ ΛΪ = ι   (41°)
em State
Acest lucru poate fi observat cu ușurință din inspecția Hamiltonianului hidrogen și din analiza dimensională simplă. Dacă operatorul cinetic este schimbat în (Zz2/2m*)V2, unitatea caracteristică de lungime este schimbată în (h2 ! me2)m J m*, iar energiile sunt modificate cu un factor nvjm. Henee produsul factorilor Λω/>|<φ7·|Λ|φί)|2 se modifică prin raportul m¡m*, iar înlocuirea masei electronilor cu masa efectivă în definiția / restabilește ex.

presiuni pentru atomul de hidrogen pentru care regula este valabilă. Desigur, acest argument ignoră complicația unui potențial dependent de energie, așa cum se discută în § 3.3. În mod similar, sunt excluse modificările /»* cu starea de excitație corespunzătoare benzilor neparabolice.
Restricția importantă din ec. (4.10) este că suma este peste doar un număr parțial de state finale. Indicele / variază peste State - atât discrete cât și continue - derivate din banda de conducție cea mai joasă în cazul statelor donatoare sau cea mai mare bandă de valență în cazul acceptoarelor. Tranzițiile către state derivate din alte benzi sunt ignorate.
În ceea ce privește ni* și /}*, puterea oscilatorului „tradițional” asociată cu tranzițiile între stările efective de masă este
Însumând toate statele finale de masă efectivă avem din echivalentul. (4,10)
Σι fji = w/m*·   (4·12)
em afirmă
Mai mult, din regula/-sumă pentru un singur electron luat în considerare avem o regulă de sumă pentru tranzițiile de la starea de masă efectivă j la toate stările, k, asociate cu benzile superioare și inferioare, ocupate sau neocupate.
Zfc =   (4,13)
mai sus și mai jos
benzi
În plus, însumarea exclude în mod specific tranzițiile la stările legate de masă efectivă și stările de continuu în jurul extremului benzii din care este derivată starea j.
Aceste rezultate sunt strâns legate de așa-numita regulă a masei efective /-sumă pentru tranzițiile între benzi într-un cristal perfect (Sommerfeld și Bethe [1933], Wilson [1953]). Aceasta afirmă că pentru tranzițiile de la banda 5 la banda t
=   (4,14)
t^S
Termenul mfm* din partea dreaptă corespunde cu fss, puterea oscilatorului mtraband. Această mărime nu apare în problemele de stare atomică sau localizată deoarece fss este zero, adică (Es — Es) = 0 și elementele matricei de tranziție dipolară diagonală sunt zero sau, cel puțin, finite. Cu toate acestea, pentru funcțiile Bloch există elemente de matrice de impuls diagonal finite și henee, elemente de matrice de dipol diagonal infinit. Când limita ca t -> s este luată, produsul diferenței de energie care dispare și elementele infinite ale matricei dipolului duce la o putere finită a oscilatorului intrabandă de doar m/m*. Sommerfeld și Bethe [1933] au discutat acest punct în detaliu deosebit de clar

și interpretați termenul fss ca o „linie de absorbție” cu frecvență zero a puterii mjm*. În metáis, acesta este un efect binecunoscut reflectat în singularitatea în partea imaginară a funcției de răspuns dielectric la frecvență zero.
Acum, în teoria masei efective, statele localizate sunt alcătuite din combinații liniare ale stărilor unei singure benzi. Există o redistribuire a puterii oscilatorului intra-bandă asociată cu „tranziția” ω = 0, dar atâta timp cât nu sunt implicate alte benzi, puterea oscilatorului total asociată cu statele în cauză rămâne m[m*.

Astfel, puterea oscilatorului intrabandă apare în spectrul stării de masă efectivă a defectului dând naștere la regula sumei eq. (4.12).

În treacăt, poate că merită să subliniem legătura strânsă dintre masele efective și puterea oscilatorului și invers. Din eq. (4.13) sau (4.14) există trei cazuri posibile pentru $m^* > 0$.

(1) Dacă 0 < £/sf < 1, atunci $m^* > m$;(4.15a)

tÎS

aici £/ este dominată de tranziții către benzi mai înalte. Desigur, atât tranzițiile permise, cât și cele „virtuale” interzise ale principiului Pauli sunt incluse în /-sum.

(2) Dacă £/Sf = 0, atunci $m^* = m$;(4.15b)

tis

în acest caz, emisiile și absorbțiile „virtuale” se echilibrează exact în/-suma.

(3) Dacă E/st < °'atunci m^* < "b(4.15c)

ÎÏS

pentru care suma / este dominată de emisii „virtuale”. Astfel, dacă masa benzii de valență, m^*, este mai mare, egală sau mai mică decât masa electronică, depinde de puterea tranzițiilor benzii de valență „virtuale” la miez în raport cu puterea oscilatorului pentru toate absorbțiile permise.

Pentru a rezuma: dacă puterea oscilatorului trebuie să aibă ea tradițională, adică masa în echivalentul. (4.4) trebuie să fie masa electronică și nu masa efectivă. Masa efectivă poate fi utilizată numai pentru a defini o putere a oscilatorului „proforma” care forțează suma /-parțială pentru statele donatoare sau acceptoare superficiale în forma echivalentului. (4.10).

§ 5. Corecții locale de câmp

5.1. EFECTE DE CORELARE ȘI DOMENIILE LOCALE EFICIENTE

Pentru a defini și a discuta puterea oscilatorului unui defect dintr-un solid, s-a presupus în § 3 că sistemul de electroni de 7V luat în considerare ar putea

să fie tratate ca două părți: subsistemul A care conține n electroni - am presupus că acesta este defectul - și restul sistemului, subsistemul B, care conține N—n electroni. Apoi, în ceea ce privește calculul funcțiilor de undă și al valorilor proprii, s-a presupus că subsistemul A se supune hamiltonianului.

HA(»T > r2 > · ·

+ η(Γ, . í·„),

(5.11

unde , r2, ... r„) este potențialul pentru interacțiuni în cadrul subsistemului A și este un potențial efectiv static care ține cont de interacțiunile cu restul sistemului. În general, v(rs) este nelocal și dependent de stat, ceea ce dă naștere abaterilor de la regula/-sumă, așa cum s-a discutat în §3.2. În aproximarea cu un electron v(rs) este potențialul Hartree-Fock în care toate corelațiile electronice, dar accidentale, sunt neglijate. În cazul mai general, r(r5) poate include corelații aproximativ printr-o funcție de ecranare dielectrică. Această neglijare sau tratare parțială a corelației este, în general, o aproximare adecvată pentru calculele de stare staționară în izolatoare, deoarece efectele cu mulți electroni implică amestecuri de state care au energii de excitație de aproximativ banda interzisă, o energie mare în comparație cu termenii de coirelare din Hamiltonian.

Cu toate acestea, în calcularea efectelor dinamice - cum ar fi probabilitățile de tranziție care sunt de interes aici - termenii care decurg din corelația dintre electronii din defect și restul sistemului nu sunt mici. Polarizarea sistemului electronic de către un câmp extern determină o deviație periodică a electronilor de la pozițiile lor medii, astfel încât, chiar și în modelul cu un electron, subsistemul experimentează o potențială auto-consistentă dependentă de timp în plus față de câmpul aplicat. În mod clasic, acest potențial dependent de timp poate fi considerat potențialul static, r(rs), plus potențialul care rezultă din polarizarea indusă în restul sistemului. În general, câmpurile de polarizare produc ecranări considerabile sau îmbunătățiri ale câmpului extern în întregul sistem. Acest lucru este analog cu efectele Sternhei-mer de ecranare și anti-protecție în interacțiunea cu patrupol nuclear (Cohen și Reif [1957], Lucken [1969]).
Efectele polarizării în mediul gazdă pot fi vizualizate luând în considerare câmpul unui singur atom polarizat (Mотт și Gurney [1948]). Un exemplu este dat în Fig. 1 care arată câmpul electric de-a lungul axei dipolului unui atom de hidrogen polarizat de un câmp extern (direcționat spre dreapta) La distanțe mari în comparație cu extinderea distribuției sarcinii câmpul este cel al unui punct dipol, d, pentru care S — — (d — 3d- rr)/r3. De-a lungul axei câmpurile aplicate și dipol sunt paralele, producând un câmp net mai mare

b. Distribuția radială a sarcinii pentru o stare hidrogenă 1s

Fig. 1. Câmpul de polarizare electrică de-a lungul axei dipolare a unui atom de hidrogen polarizat. În (a) curba solidă oferă câmpul calculat mecanic cuantic folosind tehnica variațională a lui Hassé [1930, 1931]. În afara atomului câmpul se apropie de forma dipolului, 2d¡r3, unde d este mărimea momentului dipol și r distanța radială; în cadrul distribuţiei de sarcină câmpul se inversează. Câmpul obținut prin asumarea unei deplasări rigide simple a sarcinii electronice este prezentat de curba punct-liniuță. Rețineți că această aproximare „clasică” produce o supraestimare considerabilă a câmpurilor interne în comparație cu tratamentul mecanic cuantic care permite deformarea distribuției electronilor. Pentru comparație, distribuția radială a sarcinii stării fundamentale este dată în (b).

decât câmpul aplicat. În interiorul atomului câmpul este peste tot mai mic decât cel pentru un dipol punctual; în special în apropierea centrului atomului câmpul de-a lungul axei este inversat astfel încât acolo câmpul net este opus celui al câmpului aplicat. În plus, valoarea medie a câmpului rezultat din polarizare este zero, deoarece poate fi considerată ca suprapunerea câmpurilor a două distribuții de sarcină de mărime egală, dar semn opus, care sunt ușor deplasate una față de alta. Astfel, în cazul unui electron foarte rapid cu densitate uniformă peste tot, părțile pozitive și negative ale câmpului de polarizare sunt în medie la zero, astfel încât forța netă este doar câmpul aplicat (câmpul mediu în mediu, Jo, dacă atomul este într-un mediu gazdă; vezi Pa-NOFSKV și Phillips [1955]).
Din punct de vedere mecanic cuantic, ipoteza clasică a unui câmp efectiv este echivalentă (în teoria perturbației de ordinul întâi în aproximarea dipolului) cu a lua Hamiltonianul pentru subsistemul A în prezența unui câmp extern.
n

HA('T , r2, ...rn,t) = H^rt,r2, . . . (5-2)
5= 1
unde eff este câmpul efectiv mediu din centru. Deoarece câmpul efectiv este un operator cu un electron, această aproximare implică neglijarea termenilor care decurg din suprapunere și schimb. Acest lucru este discutat în § 5.2. După cum se va vedea în § 5.3, introducerea unui câmp local implică, de asemenea, neglijarea anumitor efecte de corelație, deoarece operatorul de câmp este derivat din componenta coatti Fourier a densității medii de sarcină în același mod în care r(rs) este derivat din componenta statică a densității de sarcină.
În secțiunea de față vor fi revizuite tratamentele mecanice clasice și cuantice ale efectului de corelare a electronilor și se va investiga validitatea acestora în scopul calculării puterilor de absorbție. Multe din ceea ce spunem nu sunt noi. Sperăm prin această revizuire destul de completă să demonstrăm dificultatea extremă de a formula exact ceea ce se înțelege prin „câmp efectiv”, și imposibilitatea exprimării acestuia în termeni de parametri macroscopici, cu excepția cazurilor extreme.
Trebuie să se țină seama de faptul că, în discuția despre interacțiunea sistemului cu un câmp extern, este convenabil să se lucreze cu un specimen în formă de ac cu axa sa lungă orientată de-a lungul câmpului electric. Pentru această alegere a geometriei se elimină complicațiile care decurg din straturile de sarcină sau dipol pe suprafețele perpendiculare pe câmp, iar din electrodinamica elementară avem că câmpul mediu în mediu este același cu cel din spațiul liber înconjurător. (Acesta este analogul electrostatic al unui „factor de demagnetizare” zero; vezi Panofsky și Phillips [1955].)

5.2. DOMENIILE LOCALE CLASICE
În mod clasic, cuplarea dintre defect și gazdă are loc prin interacțiunea directă Coulomb. Un astfel de tratament este valabil în limita suprapunerii neglijabile între funcțiile de undă defect și gazdă. În cadrul acestei aproximări conceptul de câmp local este bine definit și câmpul este doar câmpul extern plus câmpurile care decurg din polarizarea atomilor sau ionilor din jurul defectului. În mod clar, câmpul experimentat de un electron în vecinătatea unui atom polarizat depinde de distribuția sarcinii sale și de geometria și polarizarea ionilor din jur. Variantele de câmpuri clasice care au fost propuse reprezintă ipoteze diferite pentru acești factori (vezi Froh-lich [1958], Brown [1956]). Cele trei domenii clasice cele mai frecvent utilizate sunt examinate critic în paragrafele următoare. Un accent deosebit este pus pe câmpul Onsager (Onsager [1936]), deoarece acesta rezultă dintr-o abordare auto-consecventă adecvată cazului ideal al unui defect punctual care nu are suprapunere cu mediul gazdă. De asemenea, discutăm despre tratamentele clasice ale câmpurilor eficiente pentru suprapunerea distribuțiilor de sarcină și validitatea lor pentru problemele de absorbție a defectelor.
5.2.1. Macroscopie sau câmpul Drude-Sellmeier*
Dacă sarcina luată în considerare este răspândită uniform în întregul sistem, aceasta realizează o medie spațială a câmpurilor rezultate din polarizarea ionilor constituenți. Deoarece aceste câmpuri sunt în medie la zero, câmpul net Coulomb experimentat este doar câmpul macroscopic în mediu, Deci. Acesta ar fi cazul unui electron rapid care trece prin orice materie și se aplică în special electronilor din plasme și metai (Frõhlich [1958], Darwin [1934, 1944]). Câmpul de macroscopie este, de

asemenea, aproximativ corect pentru sistemele cu polarizabilitati și densități mici, astfel încât constanta dielectrică nu diferă semnificativ de unitate. În calculele indicelui de refracție, aceasta duce la formula Drude-Sellmeier aplicabilă gazelor nepolare diluate, metais și plasme.

5.2.2. Câmpul local Lorentz

În izolatori, efectele de corelație sunt cel mai adesea luate în considerare prin intermediul câmpului local Lorentz (Lorentz [1909], Frõhlich [1958])

<^l — +4πP = -}(ε+2M0, (5·3)

unde £ 0 este câmpul mediu macroscopic în mediu și P polari-

* Pentru o analiză clasică pătrunzătoare a utilizării câmpurilor Sellmeier și Lorentz vezi Darwin [1934, 1944].

zarea. Asumarea acestui câmp dă binecunoscuta expresie Mossotti-Clausius-Lorenz-Lorentz (Darwin [1934] a doua notă de subsol) pentru indicele de refracție, care este respectat de multe fluide nepolare pe intervale largi de densitate (Van Vi ï ck). [194U], Brown [1956]).

Câmpul local Lorentz este câmpul local la un site de rețea presupunând

1. o izotropie sau o distribuție cubică a atomilor, ionilor sau moleculelor de izotropie polarizabili; cu
2. dimensiuni reduse comparativ cu cele mai apropiate distanțe ale vecinilor;
3. interacțiuni dipol-dipol fără forțe de rază scurtă, cum ar fi suprapunerea; și
4 polarizare uniformă în întregul sistem.

Derivatele echivalentului. (5.3) sunt standard și se bazează pe electrostatica continuă sau suma directă a câmpurilor unei rețele de dipoli punctiform (Moтт și Gorney [1948], Frohlich [D>58]).

În ciuda faptului că ipotezele 2 și 3 nu sunt complet satisfăcute în cristalele ionice, studiile indicilor de refracție ai halogenurilor alcaline de către Shockley și colab. (Shockley [1946], Tessman, Kahn și Shockley [1953]) indică faptul că câmpul Lorentz oferă cel mai bun acord cu experimentul de calcul al constantei dielectrice optice în cristale ionice. Acest lucru ar părea să sprijine utilizarea câmpului Lorentz în forma generalizată a ecuației lui Smakula, eq. (4.4), cu condiția ca distribuția sarcinii defectelor să nu fie mai mare decât cea a unui ion tipic. Cu toate acestea, se va arăta mai jos că chiar și în cele mai favorabile condiții câmpul Lorentz este incorect pentru un defect chiar și în principiu.

5.2.3. Câmpul Onsager

În cazul unui cristal care conține defecte, ipoteza 4 dată mai sus nu este justificată deoarece polarizabilitatea defectului nu este aceeași cu cea a mediului gazdă. Herring [1956] și Silsbee [1956] au subliniat că această polarizare neuniformă poate fi explicată prin abordarea lui Onsager asupra câmpului local (Onsager [1936], Van Vleck [1940], Frohlich [1958]).

Onsager a observat că câmpul care acționează asupra unei molecule dintr-un sistem într-un câmp electric extern poate fi descompus în două câmpuri. Primul este câmpul care s-ar obține la poziția moleculei ca rezultat al câmpului aplicat în absența moleculei polarizate luate în considerare. Acesta este de obicei denumit câmp de cavitate. Al doilea este câmpul de la moleculă care decurge din polarizarea (sau „reacția”) indusă în mediu de momentul de dipol propriu al moleculei. Pentru

simplitate, Onsager a ales un model format dintr-o singură moleculă conținută într-o cavitate cu raza a într-o

mediu continuu de constantă dielectrică ε. În acest model câmpul de cavitate, adică câmpul din cavitatea liberă cauzat de câmpul extern, este uniform și este
3ε
G = —_   (5,4)
2ε +1
Câmpul de reacție care decurge din prezența unui dipol în cavitate este, de asemenea, uniform în interiorul cavității și este
R = 4 = ,<1.(5,5)
2ε+1 tz3
unde d este momentul dipolar al moleculei. Câmpul total, F, care acționează asupra moleculei este suma lui G și R
F = gSo + rd.   (5,6)
În cazul în care molecula din cavitate are aceeași polarizabilitate ca și cele din mediu, această sumă se reduce la câmpul Lorentz*. Trebuie remarcat în trecere că valorile specifice ale lui g și r date în ecuația. (5.4) și ec. (5.5) sunt adecvate modelului continuum al lui Onsager. Un model mai detaliat care implică o rețea discretă ar produce valori oarecum diferite. Cu toate acestea, atâta timp cât forțele cu rază scurtă de acțiune, cum ar fi suprapunerea sunt neglijabile, o ecuație de forma ecuației. (5.6) ar trebui să se mențină acolo unde g și r sunt funcții ale structurii rețelei, distanțe și constanta dielectrică a cristalului singur.
Deoarece câmpul de la moleculă depinde de momentul dipol al moleculei și invers, cele două trebuie găsite în mod auto-consecvent. Dacă notăm polarizabilitatea moleculei centrale cu a, momentul este d = vF și din ec. (5,6)
F = ¿Pentru   (5,7)
1 — ar
și
d = ^—g^o. (5,8)
1 — ar
Ultima ecuație arată că efectul polarizării în mediu a fost de a renormaliza sau „îmbrăcă” dipolul pentru a da o polarizabilitate locală eficientă aeff = 7/(1—xr).
Remarcăm pentru referință viitoare că, deoarece câmpul Onsager se reduce la câmpul Lorentz dacă polarizabilitatea moleculei centrale este aceeași cu cele
* Acest lucru poate fi verificat notând că din definiția lui ε în termeni de moment dipol pe unitate de volum se are [d «3 — |(ε — l)<f0.

în restul sistemului, eq. (5.7) dă o expresie alternativă pentru
ZL = r(a = a„)= (5.9)
1 - /■
unde aH este polarizabilitatea gazdei, cu implicații utile.
Ec. (5.8) dă momentul d în interiorul cavității. Cu toate acestea, cantitatea de interes pentru interacțiunea cu un câmp extern este momentul total al sistemului. Acesta poate fi împărțit în trei părți:
1) acea porțiune care rezultă din polarizarea mediului înconjurător

care ar exista în absența momentului local; 2) momentul d; și 3) polarizarea mediului indusă de momentul d. Deoarece primul dintre acestea este fix, doar schimbarea celor doua din carcasa perfectă de cristal este de îngrijorare pentru o problemă de impurități. Rezultatul momentului extern net, rfext, datorat momentului d plus polarizarea asociată în mediu este, în modelul cavitate-în-un-continuum utilizat de Onsager,

</„, =   - rf = «Í(5.10)
2e+ I

Un argument bazat pe considerații energetice similare cu cele folosite de Her-ring oferă formula mai generală

dext = gd (5,11)

pentru orice g adecvat echivalării. (5.6).

Din punct de vedere fizic, aceste rezultate pentru momentul extern pot fi vizualizate în oricare dintre două moduri. Punctul de vedere care duce la ec. (5.10) este că momentul din cavitate polarizează mediul astfel încât la distanțe mari de cavitate momentul efectiv este momentul cavității plus cel al împrejurimilor polarizate. Punctul de vedere al lui Hering este de a împărţi interacţiunea momentului din cavitate cu câmpul local în cea cu câmpul cavităţii –d ■ gâ0 şi cea cu câmpul de reacţie –drd. Aceasta din urmă este o energie de sine asociată cu existența momentului și a câmpului său de polarizare. Primul, -gd · <70, este cuplarea reală dintre d și ¿¡0. Din ambele puncte de vedere este clar că ecv. (5.8) și (5.11) pot fi combinate pentru a da polarizabilitatea externă efectivă, aext,

______ l^extl _ 2®_ 2П) aext — „ - — g „— g A'ff(b 12 >
Ko| 1—ar

a unui obiect de polarizabilitate a în interiorul cavității.

Acum luați în considerare un cristal gazdă cu indice de refracție n0 în care p defecte

pe unitate de volum sunt introduse prin înlocuirea atomilor gazdă. Polarizabilitatea atomilor gazdă va fi notată cu aH și va fi considerată reală (adică, fără absorbții) în domeniul de frecvență de interes. pentru a exclude interacțiunile reciproce ale defectelor și pentru a se asigura că modificarea indicelui de refracție, δη, este mică în raport cu n0. Atunci de la ñ2 = ε = 1 +4πχ trebuie să o aproximare bună

δ/ζ = δη —i/c = (2π/η0)δχ, (5.13)

unde n și κ sunt părțile reale și imaginare ale indicelui complex de refracție, ñ și δ/ este modificarea polarizabilității generale a sistemului.

Combinarea ecuațiilor. (5.12) și (5.13) avem pentru modificarea constantelor optice

<·.   ., 2íí o «c
Ъп-\к - — рд~ --------------—
«o Li —rac 1 — г?ц
(5 14)

Acum, coeficientul de absorbție optică, µ(ω), este legat de partea imaginară a indicelui de refracție prin /((ω) = 2tüÆ(m)/c. Deoarece aH este real, µ este determinat în întregime de ac dând*

/ X   4πω y
µ(ω) = — p----— un
c

în
n0 1 - rac
(5,15)
Această expresie arată că mediul are două efecte asupra polarizabilității centrului defectului: o îmbunătățire multiplicativă cu factorul g1 și o renormalizare a ac cu factorul (1–rac)_1. Nu este, așa cum se presupune în ecuația lui Smakula, o simplă modificare multiplicativă prin pătratul lui

* Există o oarecare confuzie în literatură cu privire la forma corectă foreqs. (5.14) și (5.15). Pentru a vedea motivul pentru aceasta, rețineți că din ec. (5.9) mărimea c/2[ac il -rac) – aH/(l – raH)] poate fi scrisă în cele trei forme echivalente
ac _
-1 - гac
__^ι_
l-гхц.
G ac –aн
<f0 <£o 1 - гac
I^гзн
1 - rac
(ac «н)·
Acum, se poate argumenta că, în scopul calculării absorbției integrate, majoritatea colțurilor de contribuție provin din câteva lățimi naturale de linie din centrul liniei. În acest interval de energie ac ¡oqj sugerând că aH poate fi neglijat ca fiind mic în comparație cu ac oriunde apare explicit. Totuşi, făcând acest lucru rezultă rezultatul contradictoriu (G/^)2 « G · à'JA2 = ^(l-ra„)/<2 » (■№.?.
Astfel, în notația prezentă, Herring [1956] a găsit un factor (<fL/<f0)2(l – >"αH) mai degrabă decât (G/<f0)2 în ecuația (5.15). Practic, dificultatea este aceea că cantitatea aн/(1 -/-ac) a fost neglijată din neatenție. Deoarece numitorul acestui termen poate fi mic în vecinătatea unei rezonanțe în care Re ac se schimbă semnul, aproximarea nu este validă. Această eroare a fost observată prima dată de Silsbee [1956].

un raport efectiv al câmpului. Ideea este că, chiar și în mod clasic, o singură cantitate este în general insuficientă pentru a descrie cuplarea unei părți a unui sistem la o altă parte și la câmpul extern. Cu alte cuvinte, câmpul local total determină momentul local, dar numai o porțiune din câmpul local, câmpul de cavitate, este eficientă în cuplarea la câmpul extern.

Herrmg și Silsbee au remarcat că în cazul special în care ac este un singur Lorentzian, γ(ω), centrat la ω0 cu lățimea completă la jumătatea maximului y.
= = f
e2/m
2 2·5
ω0 – ω + ιγω
(5,16)
singurul efect al factorului (1 – rac) 1 în ec. (5.15) este de a muta rezonanța rigid de la Lo la la' unde,
cedând
<<2 = m2-r/(e2/m),
μ(ω) = -p^ У- Im[7 l/o> (co)]. C- tio

(5,17)
(5,18)
Comparație cu secțiunea transversală integrată*, eq. (4.4), arată că în acest caz particular g joacă rolul raportului de câmp efectiv ¿%π7^o· Henee, în limita unui singur oscilator Lorentz compact într-un mediu dielectric cu interacțiuni neglijabile pe rază scurtă între gazdă și defect. , câmpul efectiv este câmpul cavitate Onsager. Subliniem că acestea sunt doar condițiile pentru care se crede pe scară largă și în mod eronat că se aplică câmpul Lorentz. În cazul ε = 2, utilizarea câmpului Lorentz mai degrabă decât a câmpului Onsager supraestimează (< %ff/<%)2 cu peste 23 %, în timp ce pentru ε = 3 supraestimarea este de ~ 68%.

În general, efectul lui (1—rac)_1 nu este doar o simplă schimbare de frecvență. De exemplu, dacă ac poate fi exprimat ca o sumă de oscilatoare Lorentz

ac(w) = У ac ¡(ω),   (5.19)
i

unde ac> ¡ are forma eq. (5.16), iar dacă lățimile, y;, și frecvențele, ω,·, sunt astfel încât diferitele rezonanțe au o suprapunere neglijabilă, atunci polarizabilih extern are forma

^cxt(t^) X ^ext, i(®)»

Unde

--------____________1 x
-1 “ r Zj *i Re яс. XωM   '''í2 — ω2+i?; ω
(5,20)
(5,21)

* To notează că ω Im ^(ω) dw = —|π/(β2/η;).

și
ω[2 ω2 -
'   Eu_________~
Jr£7., Reac>J(w)_
(5,22)
rfi(e2/m).

Faptul că neglijăm mica parte imaginară fără rezonanță a ac 7 pentru j ψ i a fost subliniat prin scrierea Re cxc z- în însumări.

În acest caz mai general, efectul lui (l-rac)_1 a fost de a schimba frecvențele și de a modifica puterea rezonanței cu un factor suplimentar de [1 — ri Re ac 7(ω)]“1. Deoarece Re aC j are o formă dispersivă, У7·^ ,Reac 7 poate fi fie pozitiv, fie negativ, astfel încât puterea unei anumite rezonanțe este fie crescută, fie scăzută, în funcție de puterea și energia ac ;(a) în raport cu cealaltă. ac>7(cu). Punctul de bază pentru scopurile noastre este că nu mai este posibil să se identifice o cantitate în ec. (5.21) ca câmp efectiv. Singura posibilitate ar fi g[l —r Re ac 7(m)]_i, dar aceasta nu corespunde niciunui câmp real.

În rezumat, comparăm utilizarea câmpului Lorentz și a câmpurilor Onsager în ecuația lui Smakula. Din expresia pentru câmpul local, eq. (5.9), pătratul raportului câmpului efectiv în aproximarea Lorentz este

(AZ)2 =
(5,23)

Analiza prezentă arată că cantitatea adecvată este o combinație a câmpului de cavitate Onsager și a factorului de îmbunătățire a câmpului

de reacție. Definirea unui Onsager echivalent „câmp efectiv”, <^Ons, avem

/ \2 /Z \2П2
° ef rl — (°Ons J — "
V ' Z 'l-''X;f,Re«c,j(w)
(5-24)

Aceste rezultate diferă în două moduri. În primul rând, a din numitorul eq. (5.23) este cel al gazdei, mai degrabă decât cel al defectului care echivalează. (5.24) arată a fi corectă. În al doilea rând, expresiile diferă chiar și ca formă, deoarece numitorul eq. (5.23) este la pătrat. Din nou, motivul este că pătrarea câmpului Lorentz aduce prea des efectul de renormalizare al câmpului de reacție. Adică, cuplarea momentului indus înapoi la câmpul extern nu conține o renormalizare; este, din ec. (5.10) g și nu

5.2.4. Distribuții de încărcare suprapuse și studiul lui Guertin și Stern [1964]

În discuția anterioară, luarea în considerare a fost limitată la dipolii punctiformi sau, cel puțin, la ionii cu dimensiuni foarte mici în comparație cu distanța dintre cele mai apropiate. Aceste condiții sunt întâlnite doar la densități mici

și sunt rareori sau vreodată realizate pentru defecte în solide sau lichide. În plus, polarizabilitatea și ratele de tranziție sunt determinate de elementele matricei dintre statele de bază și cele excitate și chiar dacă starea de bază este compactă, acest lucru nu este valabil pentru toate statele excitate care contribuie la polarizabilitate.

O încercare de a include efectul suprapunerii distribuțiilor de sarcină a fost făcută de Guertin și Stern [1964] într-un model de calcul clasic pentru diferite rețele cubice în care electronii au distribuții de sarcină extinse. Presupunând o distribuție Chaige Gaussiană și permițând deplasarea rigidă a distribuției electronilor, ei au descoperit că câmpul local a variat fără probleme de la valoarea Lorentz la o suprapunere mică până la câmpul macroscopic (mediu) pentru distribuțiile de sarcină foarte difuze.

Deoarece polarizarea mediului este considerată uniformă, se presupune că toate celulele unitare au aceeași polarizabilitate în acest calcul. În plus, câmpul efectiv calculat de Guertin și Stern este câmpul care tinde să polarizeze un ion. Adică este câmpul efectiv în sensul eq. (5.7). Ca și în discuția despre ecv. (5.23) și (5.24), pătratul acestui câmp nu trebuie utilizat în ecuația lui Smakula, deoarece efectul câmpului de reacție ar fi inclus o dată prea des.

Guertin și Stern au subliniat că câmpurile efective din sistemele reale pot diferi de valorile lor calculate din cauza asumării distribuțiilor de sarcină gaussiene, mai degrabă decât a celor care au o dezintegrare exponențială mai realistă la distanțe mari. O sursă de eroare mult mai serioasă este presupunerea că distribuțiile de sarcină se polarizează prin deplasare rigidă. Acest lucru poate fi văzut direct din Fig. 1, care arată acel câmp electric pentru un atom de hidrogen polarizat în mai multe aproximări. Presupunând o deplasare rigidă a norului electronic în raport cu nucleul, rezultă curba punctată, unde, ca un calcul mecanic cuantic, luând în considerare deformarea distribuției sarcinii, rezultă curba solidă*. Se va vedea că aproximarea clasică „ion rigid” supraestimează mult mărimea câmpurilor interne și că nu prezice cu precizie poziția zerourilor câmpului.

5.3. CUANTUM ME(U A.FORMULARE NICALA

Într-un tratament mecanic cuantic complet, sistemul de defect și gazdă este privit ca un întreg și se ia în considerare doar câmpul aplicat și interacțiunea acestuia cu întregul sistem. In orice caz. corelaţiile din cadrul sistemului trebuie

* Calculul QM a fost realizat folosind metoda variațională dată de Hassé [1930, 1931] cu o funcție cu un parametru. O funcție electronică de undă mai flexibilă ar fi dat, probabil, câmpuri și mai mici în atom, datorită capacității sale mai mari de a elimina câmpul.

să fie luate în considerare în mod adecvat și calculele efectuate dincolo de aproximarea obișnuită cu un electron în starea staționară. Două metode aproximative de a face acest lucru sunt discutate în prezenta secțiune. Ele diferă în ordinea în care sunt luate în considerare corelațiile și perturbația electromagnetică și servesc la aruncarea în lumină asupra diferitelor aspecte ale problemei. Hamiltonianul pentru întregul sistem de materie plus potențialul vectorial în aproximarea semiclasică poate fi scris sub forma

^(r1,r2,...rv,i) = x +i Σ' –
i I 2m J i,jr¡j
ipfi
+-- £Λ(ι·„0·ν,. (5,25)
eu eu

Here Ипис(г(·) include interacțiuni nucleare-nucleare, precum și electrón-nucleare Coulomb. Alegerea obișnuită a gabaritului a fost făcută astfel încât Div A = 0, iar termenii din A2 au fost omiși în ipoteza că câmpul de radiație este de intensitate scăzută.

5 3 1. Procedura de amestecare a configurației

Cea mai directă abordare a hamiltonianului din ec. (5.25) este de a rezolva problema cu mulți electroni în absența interacțiunii electromagnetice și apoi de a include partea electromagnetică prin teoria perturbației dependente de timp. Prima parte a problemei, structura electronică, este tratată în general în aproximarea Hartree sau Hartree-Fock în izolatori. În aceste metode, interacțiunea electron-electron este înlocuită cu o interacțiune medie adecvată a unui electron, JT Fee(r;). Hamiltonianul rezultat,

(– fi2 _ Ì
jF'HF(r1,i-.,...rv) = X – V?+F.........ir.)+l,,ir.), (5.26)
i eu 2ш)

este separabil și are soluții care sunt (antisimmetnc) produse de funcții cu un electron.

Soluția exactă pentru problema cu mulți electroni în absența unui câmp poate fi extinsă în setul complet format din toți determinanții posibili formați din setul de baze de un electron pentru HF, e4- (5.26). Astfel, o soluție a problemei electronice constă în găsirea stărilor staționare ale și utilizarea lor pentru a diagonaliza Hamiltonianul electronic real care poate fi scris ca

,Г(Л = 0) = Hr+4 Σ' <·2/'·ΰ-Σ (5,27)
eu, J

Efectele de corelație introduse de interacțiunea electron-electron

apar ca amestecuri de configurații cu un electron conectate la starea de interes prin ternii de corecție, [ïTJi,je2lri.i~Z¡Ke(''í)l' care

este o funcție de perechi de coordonate. În metoda Hartree-bock, efectul de ordin cel mai mic al acestei „perturbații” asupra soluției de ordin zero cu un electron este amestecarea în configurații care diferă de starea inițială prin două funcții cu un electron. Adică, în ordinul cel mai mic contributiv, există două perechi electron-gaură create de termenul „perturbare”. Pentru prezenta discuție despre absorbția defectelor, termenii de interacțiune-configurație de importanță primordială sunt cei în care unul dintre „excitații” este „pe” defect și celălalt „pe” un ion gazdă învecinat.
Acum, efectul unui câmp electromagnetic de frecvență ω/; aproape de o rezonanță a defectului este dublă. În partea de ordin zero a unui electron a funcției de undă, tranzițiile reale ale defectului sunt induse în mod obișnuit. În termenii de corecție a corelației care implică stări excitate pe gazdă și defect, câmpul (care este un operator cu un electron) provoacă tranziții virtuale ale gazdei de la starea excitată la starea fundamentală, dând o stare finală cu doar defectul excitat. Ultimul proces este comparabil cu primul dacă gazda constă dintr-un număr mare de ioni foarte polarizabili. Termenii de ordin superior generează canale suplimentare pentru excitarea defectelor.
În general, calculul explicit al procesului tocmai subliniat este o sarcină formidabilă, deoarece pentru majoritatea sistemelor interacțiunile sunt atât de multe și atât de mari încât teoria perturbației sau metodele de interacțiune a configurației sunt inadecvate. Totuși, calculul a fost efectuat în detaliu de Dexîer [1956] într-un model idealizat al unui izolator cu structură cristalină cubică. Pentru a face calculul ușor de utilizat, sa presupus că suprapunerea funcțiilor de undă centrate pe un atom cu cele de pe alt atom este neglijabilă. În plus, s-a presupus că funcțiile atomului liber normalizate sunt, de asemenea, funcții adecvate cu un electron în solid. Interacțiunea dominantă între atomi a fost considerată a fi interacțiunea dipol-dipol sau interacțiunea lui van der Waals cu schimbul și interacțiunile multiple superioare de importanță mai mică. Calculul a fost efectuat la primul ordin în polarizabilitatea atomilor gazdă și s-a constatat că coeficientul de absorbție integrat al defectului este dat în termeni de puterea oscilatorului în vid printr-o ecuație similară cu cea a lui Smakula. Mărimea corespunzătoare raportului clasic de câmp efectiv a fost dată de

<^eff/ o — 1 +4π^o απ(ω) + T + X

(5,28)

unde zH este polarizabilitatea atomilor gazdă, de densitate No, la frecvență

ω. Here J este un terni de schimb și K include corecții de ordin superior, cum ar fi efectul dipol-cvadrupol și multipolo superior, pătrate ale parametrului 4πΛζαH(ω) și efecte de suprapunere și nonortogonalitate.
Pentru modelul presupus, J și K reprezintă mici corecții, astfel încât la primul ordin în polarizabilitatea gazdei câmpul efectiv este doar câmpul Lorentz. Acest lucru este în acord cu rezultatul clasic de ordinul întâi în care forțele cu rază scurtă de acțiune (cum ar fi schimbul) sunt neglijate. (Pentru a reproduce rezultatele lui Onsager ar fi fost necesar să se efectueze calculul la un nivel superior, ceea ce a fost nepractic în formularea folosită.) În schimb, dacă J și K nu

sunt neglijabile și sunt rareori sau vreodată, nu există niciun motiv să ne așteptăm la Lorentz sau Onsager. rezultatul să fie valabil.

5 3.2. Procedura de polarizare adiabatică

Abordarea secțiunii precedente a fost de a rezolva problema electronică în aproximarea unui electron, corectă pentru corelații și, în final, includerea termenului de câmp extern dependent de timp. După cum sa văzut mai sus, până acum a fost fezabilă doar o soluție aproximativă pentru un model simplificat. O abordare alternativă (Smith, care urmează să fie publicată) este includerea termenilor electromagnetici (care sunt operatori cu un electron) în problema unui electron și apoi corectarea corelației. Această procedură dă un hamiltonian Hartree-Fock dependent de timp în care perturbația externă și interacțiunea medie electron-electron, modulate de câmpul extern, apar ca potențiale de un electron dependente de timp. Stările electronice sunt, desigur, dependente de timp și sunt rezolvate într-o manieră auto-consistentă, adiabatic, presupunând că frecvența câmpului aplicat este mult mai mică decât cea a absorbției electronice fundamentale a cristalului gazdă.

În această abordare, analogul lui Vee(r¡) în ecuația Hartree-Fock dependentă de timp, eq. (5.26), este o taxă potențială dependentă de timp(r;, /). Tranzițiile defectului sunt induse de efectul combinat al lui A(r¡,t) și Vee(r¡,t). Efectele de corelare neincluse în potențialul mediu Fee(r;, t) au un efect neglijabil asupra acestor probabilități de tranziție. Un avantaj al acestei abordări este că se aseamănă mai mult cu formularea clasică și oferă o interpretare mai clară a câmpului eficient clasic.

Pentru a continua, reținem cuplarea la câmpul electromagnetic în reducerea la problema unui electron. Hamiltonianul rezultat este

Í- hI 2
X.ÌH, r2, . .. r„, t) = Σ — V? + Fnuc(r()+ . i) ì t 2ш
eu
+ - i(r{,t)-Vt. (5,29)
eu)

În analogie cu metoda Hartree-Fock independentă de timp, potențialele cu un electron satisfac*

Γ/г, , »)<Р Д гг , ί)> = Σ <'.(r2, i)| — |φ;(Γ2, , 0>
' ri2
-Ií(ι·2,ϋ|- !<■'(Γ.,/I >|φ;(Γι, ί)>, (5.30)
7*12

unde φ;(ρ, r) sunt funcții de undă cu un electron dependente de timp. Acest Ha-miltonian diferă de sistemul total Hamiltonian, eq. (5.25), doar prin aceea că interacțiunea actuală electron-electron a fost înlocuită cu potențialul Hartree-Fock auto-consistent fe(r¡, t). Este legat de Hamiltonianul Hartree-Fock independent de timp, cq. (5.26), prin

=^o(ri > **2> · ■ · 0 — hfGt > r2> · · · Fv)
+ Σ !1 1 v· OF..U3J 4- — ' l..·,./» s.) . (5,31)
iv тcI

Cantitatea dintre paranteze drepte, [Fee(r;, t)— Fee(r;)], va fi notată cu i'^i, O-

Deoarece Hamiltonianul ^0(rt, r2, ... rN, t) este separabil, funcțiile cu un electron, t), respectă ecuațiile de undă individuale dependente de timp

iй φ/r, t) = o(r, i)
11
,г_ь2

.   -— V2 + Fnuc(r) + Fee(r) + u(r, t) +
1 L 2 m
ieft . eu , ,
4 · V φ/r, t). eu J)
(5,32)
Pentru sursele normale de lumină de laborator, potențialul vectorial și v(r, t) sunt mici perturbări ale soluțiilor, z/n(r), pentru problema unui electron fără câmp,
” —й2
— v2+ C„(n+ ̅l.,(>·) un(r) = E„«B(r).   (5.33)
Astfel, soluțiile dependente de timp, <p,(r, z), pot fi obținute din teoria perturbației dependente de timp de ordinul întâi ca
* Această alegere neglijează efectul de întârziere din cauza timpului finit de propagare a câmpului Coulomb, dar acest efect duce la corecții neglijabile la frecvențele optice. Ideea este că o schimbare semnificativă a poziției unui electron datorită câmpului extern are loc în timpi de ordinul ω~ 1, astfel încât diferențe semnificative de câmp din cauza propației finite.
gație apar la distanțe mai mari decât c/ω — z. La frecvențele optice, aceasta este de ordinul a 100 de distanțe de atomi, o distanță mare pentru efectele de corelație în izolatori.

ϕУ }(r, /) i/;(r) exp+Σ ^'('M('·) exp (—,(5.34)
\ fl / κ   \ fl /
unde coeficienţii a)P(») sunt daţi de
ajk'(t) = (IЛ)-1 i ("κH?, ή+ iefl A ■ \\iij) exp(iwt;t')dt'. (5.35)
4 -œ eu
Folosind aceste funcții de undă de ordinul întâi putem calcula potențialul r(r, t) din ecuația. (5.30). Pentru a comanda mai întâi acest randament
г(гi, 0|ϕ;(г
eu   Гe2
0> = Σ Σ ajk(j) exp (icoл t) <п/г2)| —|uk(r2))|ϕг(гj, t)> j*ik*jl Lr12
c2   Ί
-<w2(^)l — M»*2,0>ЫГi »
'*12 J
+ «*k(0 exp(-i<OJfc t)
g
W'l·)! - ί",ν<)/I<·/M'Ί> 0>
'■12
-<(/ft(r2)| -   /). |i/,(/·,)>
'12
(5,36)
unde suma peste κ trece peste stările excitate și cea peste j trece peste toate stările ocupate, cu excepția celei pe care operează r(r, t). Echivalentul fizic. (5.36) spune că potențialul v(r, t) este, în prezenta aproximare, doar partea dependentă de timp a potențialelor Coulomb și de schimb ale distribuției de sarcină polarizate (excluzând, desigur, orice auto-interacțiuni).
Ca de obicei, termenii de schimb în eq. (5.36) sunt destul de complicate dacă există o suprapunere semnificativă între ϕ,(г, /) și Uj(r). O idee calitativă a efectului lor poate fi făcută folosind aproximările locale ale lui Slater [1951] și ale lui Kohn și Sham [1965] în care potențialul de schimb este o funcțional a densității

electronilor. În acest caz, termenii de schimb din v(r,t) sunt proporționali cu Re a]ки*(г)ик(г\ Deoarece w/r) și ut(r) sunt ortogonali, media spațială a acestor termeni este zero. Astfel, în limita unui defect cu o distribuție difuză a sarcinii care se suprapune pe mulți vecini, efectul schimbului în a(r, t) ar trebui să fie neglijabil. Acesta este, desigur, și cazul unui defect cu o distribuție compactă a sarcinii care nu are o suprapunere apreciabilă cu ionii învecinați. În cazuri intermediare este necesară o cunoaștere detaliată a funcțiilor de undă; cu toate acestea, în aceste cazuri ar trebui să existe și o anulare considerabilă în elementele matricei potențiale din cauza or-togonalității lui м/г) și uk{r).
Evaluarea a(f) necesită o soluție auto-consistentă a ecuațiilor. (5.34) și (5.36), iar forma explicită depinde de detaliile structurii electronice.

trece prin r(r, t). Ca exemplu calitativ al formei de ak(t) și v(r, t) pentru un atom polarizat individual, partea Coulomb a potențialului și a câmpului unui ion Li+ izolat a fost calculată pentru un câmp de undă plan aplicat <5' 0(r, t) = -(\/c)í4lõt = <fmax sin(ç · r-ωή. Deși aceasta este departe de o soluție auto-consistentă pentru un sistem de atomi care interacționează într-un solid, servește la dați o idee calitativă a potențialelor implicate În acest calcul s-a presupus că lungimea de undă, λ = 2nf\q\, este mare în comparație cu dimensiunile ionului și că frecvența, ω, este mult mai mică decât orice frecvență electronică naturală Ecuația (5.35) poate fi apoi evaluată prin procedura obișnuită, presupunând că câmpul aplicat este pornit lent și elementele matricei care implică V sunt eliminate prin utilizarea identității dipol-gradient, <A'| V|/> = — (/?7cofej/ft)<Æ| r| j>.
Rezultatul pentru stările electronice în afara rezonanței este
«a(0 -   L·. sincos (q r- ωή
n(a>kj — tí))   Lω
X exp (icOfcjt). (5,37)
Această expresie are o formă rezonantă și, în afară de factorul exp (iüjkjt), are două părți: o componentă reală în fază cu câmpul electric aplicat și o parte imaginară 90' defazată cu câmpul. În exemplul de față, doar partea reală contribuie la potențialul Coulomb, astfel încât polarizarea poate fi considerată ca fiind indusă direct de potențialul câmpului electric extern, — er ■ ó'max sin (q ■ r — ωí), experimentat de către acesta. distribuția electronilor
Potențialul v(rt) și câmpul electric asociat, <f(r, /) = — (1 /e)Vr(r, t) au fost calculate din echivalentul variațional al eq. (5.36) pentru un ion de litiu în starea fundamentală 1s2*. Rezultatele sunt date în Fig. 2 în unități de t'(r, z)/|d(r)| și ¿'(r, t)/d(t) unde d(t) este momentul dipol indus dependent de timp al ionului
Í?2 / ni
Φ· o = Σ A - , - -2 ^max sin (q ■ r — ωί),   (5.38)
k a>kj—u)'
cu
fjk = ~ wj<ufc|r|u,->|2   (5.39)
3»
puterea oscilatorului pentru tranziția (virtuală) a ionului Uj -> uk.
* Calculul a fost realizat folosind metoda variațională Hassé [1930, 1931] și funcțiile de undă ale lui Morse și colab. [1935,1956].

Fig. 2 Câmpul potențial și electric care rezultă din polarizarea unui ion Li+ izolat în funcție de distanța de-a lungul axei dipolare. Rețineți că potențialul este o funcție impară și are o medie spațială zero. Media spațială a câmpului electric este, de asemenea, zero. Raza medie a cristalului Tosi-Fumi pentru ionul Li+ este de 1,7 ao (Flmi și Tosi [1964], Tosi și Fumi [1964]).
Ca în Fig. 1, direcția specială aleasă pentru afișarea rezultatelor este o linie prin nucleu paralelă cu exteriorul reținut. Potențialul este o funcție impară și la distanțe mari în comparație cu extinderea distribuției sarcinii se apropie de valoarea dipolului simplu, |d(f)|/r2. Pentru compararea distanțelor și a suprapunerilor într-un solid ionic, densitățile radiale de sarcină ale unui electron 2p al ionului F- (Gilbert [1967]) și ale unui centru Li FF* sunt date în Fig. 3 împreună cu suporturile unei perechi de Li+ ioni la distanțe de + 3,80<7o (cea mai apropiată distanță de vecin în Li F). Aceste cifre vor fi discutate în detaliu în cele ce urmează. Trebuie subliniat că în Fig. Sunt luați în considerare ionii izolați 2 și 3 și a fost afișată doar porțiunea de potențial și câmp care rezultă direct din polarizare datorată A - V terni. Porțiunea apărută
* Centrul F este un electron legat într-o vacanță de ion negativ prin potențialul Madelung. (Vezi Schulman și Compton [1962].) Densitatea de sarcină prezentată este pentru funcția de undă hidrogenă simplă „Tip I” dată de Gourary și Adrian [1957]. Funcții de undă mai precise folosind funcții variaționale de flexibilitate mai mare sau integrare numerică dau rezultate similare calitativ. Rețineți, totuși, că ortogonalizarea față de statele de bază ocupate a fost neglijată. Acest lucru este de primă importanță pentru efectele hiperfine și de spin-orbită (Gourary și Adrian [1960], Smith [1965a]). În cazul de față, corecțiile de ortogonalizare cresc contribuția la elementele matricei din regiunile din apropierea nucleelor ionilor din jur, dar nu modifică concluziile generale.
Fig. 3. O comparație a distribuțiilor de sarcină pentru un ion de fluor și un centru F cu câmpurile electrice ale ionilor de litiu polarizați vecini într-un cristal LiF. Curbele solide centrate pe locurile Li+ arată câmpul electric datorat polarizării ionilor Li+ de către un câmp extern îndreptat de-a lungul direcției [100]. Două distribuții de sarcină sunt afișate la locul ionului negativ. Curbele punctate oferă densitatea de sarcină radială a unui electron de valență F" 2p (direcționat de-a lungul [100]), iar curba punct-liniuță oferă densitatea electronilor în centrul F. Cea mai mare parte a sarcinii F-2p se află în volumul de locul ionilor negativi, unde câmpurile electrice sunt aproximativ dipolare. Distribuția centrului F este mai difuză și experimentează, de asemenea, câmpul intraionic inversat. Astfel, câmpul mediu experimentat de electronul centrului F este considerabil mai mic decât cel resimțit de ionii. electroni de valență.
'<

din partea oscilativă a potențialului auto-consistent, t'(r, r), trebuie inclus și atunci când sunt prezenți alți atomi.
5.4. DEFINIȚIA MECANICA QU ANTUM A

În discuția de față, atenția sa concentrat asupra potențialului, care este mai fundamental în abordarea mecanicii cuantice decât sunt domeniile. În acest cadru, tranzițiile care inducă perturbații ale electronului optic activ sunt din ec. (5,32)

jp/î

vv(r, t) = t(r, r)4---Í \   (5.40)

pe mine

pe când în tabloul clasic căutăm un domeniu eficient astfel încât

w(r, t) = - e <5 tff(/) · r = – e Í ¿efí(r'. t) ■ dr', (5 41)

d o

unde 6 este media spațială a câmpului efectiv local ¿Teff(r, t)*.

În general, nu este posibil să se transforme w(r, t) în forma mai simplă a ecuației. (5,41). Operatorul A ■ V al ec. (5.40) nu poate fi duplicat cu o potențială scalară deoarece câmpul electric al radiației nu este conservator, astfel încât sunt implicate atât efecte electrice, cât și magnetice. În plus, potențialul v(r, t) va fi de obicei non-local și dependent de stat. Prima dintre aceste obiecții nu reprezintă o problemă pentru calculele de ordinul întâi ale probabilităților de tranziție în aproximarea dipolului, deoarece efectele magnetice sunt neglijabile în comparație cu cele electrice în aceste condiții. Adică, pentru radiații cu lungimi de undă mari în comparație cu dimensiunile defectului este ușor să arătăm că probabilitățile corecte de tranziție sunt date prin înlocuirea ieh/ me A · V cu cuplajul electric – (i[c)ôA(r, t)ldt- r. A doua obiecție este mai greu de suprasolicitat; totuși, în aproximarea în care interacțiunea de schimb este funcțională a densității electronilor (Slater [1951], Kohn și Sham [1965]) poate fi definit un câmp eficient. Atunci potențialul v(r, t) este local, deși este în general dependent de stare, iar contribuția la ¿Teff(r, 0 din v(r, t) este – Vit(r, t)/e. Astfel, pentru aceste speciale condiţiile de care este dat câmpul efectiv

'   1 Vo(r, 0- 1 dUM(5,42)

e   c et

* Dacă interacțiunea electron-foton ar putea fi exprimată exact ca potențial scalar, calea de integrare în ec. (5.41) ar fi arbitrară. Cu toate acestea, o parte din câmpul efectiv provine din câmpul electric neconservativ al radiației. Pentru sistemele de interes aici calea de integrare este o linie dreaptă de la centrul distribuției electronice a defectului până la punctul r.

Subliniem aici că, deși poate să nu fie posibil să se definească £eff(r, t), ceea ce este de fapt necesar în calculul secțiunii transversale de absorbție sunt elementele matricei ale lui vr(r, t). Un câmp efectiv mediu poate fi astfel definit astfel încât

eSe{((t) · <9'/i'<?(> =   sau\φ{).(5.43)

În acest sens, Jeff în ecuația lui Smakula, eq. (4.2), urmează a fi interpretat. În practică, ar trebui să fie posibil să se efectueze un calcul auto-consecvent pentru v(r, t) și henee în unele dintre sistemele mai simple. Candidații cei mai probabili sunt sistemele cu suprapuneri relativ mici, cum ar fi solidele gazoase rare. Deoarece suprapunerile dintre vecinii îndepărtați sunt mici, doar câțiva atomi discreți despre impuritate ar trebui tratați în aproximarea cu legare strânsă, iar restul solidului ar putea fi înlocuit cu un continuum dielectric cu funcția dielectrică corespunzătoare. Fără a efectua calcule numerice detaliate, unele valori limită pentru câmpurile (sau potențiale) efective, precum și o imagine calitativă a cazurilor intermediare pot fi obținute prin luarea în considerare a rezultatelor

cu ioni liberi, Fig. 2 și 3. Din forma de dipol asimptotică a câmpului unui atom sau ion izolat, este clar că prescripția actuală pentru L'(r, t) atunci când este luată la auto-consistență va produce [prin ec. (5.42)] câmpul Lorentz pentru o rețea cubică polarizată uniform de atomi identici, nesuprapuși, cu dimensiuni mici în comparație cu spațiile interatomice. De asemenea, câmpul de cavitate Onsager (pentru o rețea discretă) va fi obținut pentru o matrice similară (dar nu polarizată uniform) care conține o cavitate.
În extrema opusă a unei impurități care are o distribuție a sarcinii foarte difuză, câmpul efectiv trebuie să fie independent de structura detaliată și valoarea sa poate fi dedusă ca fiind câmpul mediu din mediu. Acest lucru poate fi văzut din Fig. 2 și din discuția anterioară a efectelor schimbului. În discutarea eq. (5.36) s-a susținut că, din cauza ortogonalității funcțiilor de undă implicate, media spațială a termenilor de schimb în t'(r, t) este zero. Mai mult, se poate observa din Fig. 2 că partea coulombiană a i>(r, t) pentru un atom polarizat uniform este o funcție ciudată a lui r despre nucleu. Astfel, media spațială a lui v(r, t) este zero și dacă funcțiile de undă ale defectului sunt difuze și nu variază semnificativ pe întinderea lui i>(r,t) pentru un ion, elementele matricei ale lui v(r, t) merge la zero. Aceasta lasă termenul ôAjdt în ec. (5.42) care dă elemente de matrice ale lui r ■ <j0(f, t) astfel încât ^eff este doar câmpul mediu în mediu
Două exemple de cazuri intermediare sunt prezentate în Fig. 3. Ele sunt starea de valență a ionului F 2p și starea LiF F-center 1s centrată pe un sit F între doi ioni Li+ polarizați într-un cristal LiF. Pentru ionul F- distribuția sarcinii este compactă și prelevează în principal partea dipolului cu rază lungă de acțiune

câmpul ionic Li+ polarizat. Mai precis, potențialul de dipol real al ionului Li+ începe să se abate de la cel al unui dipol punctual la aproximativ 1,8 ao, astfel încât numai acea porțiune a sarcinii de pe un ion vecin din afara ~ 2,0 a0 simte un câmp non-dipol. În cazul lui F_, doar 14,5 % din sarcina electronului de valență se află în afara 2,0 a0, astfel încât practic tot ionul F- se află într-un câmp pur dipol. Astfel, nu este surprinzător faptul că datele de polarizabilitate (starea fundamentală) pentru halogenurile alcaline sunt explicabile în termenii unui câmp Lorentz ca Shockley și colab. (Shockley [1946], Tessman et al. [1953]) găsit. Centrul F, pe de altă parte, este foarte difuz și cea mai mare parte - 73 % - a densității de sarcină în starea fundamentală se află în afara 2,0 a0 și aproape toate se află în afara 2a0 pentru stările excitate. Astfel, pentru centrul F, porțiunea majoră a v(r, r) se va îndepărta în medie atunci când elementele matricei sunt calculate, astfel încât câmpul efectiv să fie mai aproape de câmpul mediu din mediu.

§ 6. Puterile de absorbtie ale centrelor de culoare in halogenuri alcaline

În această secțiune se va face un studiu critic al unora dintre datele experimentale disponibile privind centrele de culoare în halogenurile alcaline, în lumina ideilor din secțiunile precedente. Mai întâi luăm în considerare convergența/-sumelor și măsura în care regula/-sumă poate fi aplicată măsurătorilor efective de absorbție care trebuie făcute într-un interval de energie limitat. Măsurarea „directă” a puterii oscilatorului prin ecuația lui Smakula este apoi discutată și

rezultatele pentru centrul F sunt examinate critic. Măsurarea puterilor relative ale oscilatorului este luată în considerare pentru cazurile de conversie U -> F și benzile a și β. În cele din urmă, luăm în considerare un posibil test experimental al dependenței lui (^ff/^o) de indicele de refracție
În cazul centrului F se concluzionează că totalul/-sumele pentru absorbțiile F, K și L sunt semnificativ mai mari decât unitatea. Mai mult, aflăm că câmpul net efectiv experimentat de electronul legat la un centru F în halogenurile alcaline este aproximativ câmpul mediu din mediu, nu câmpul Lorentz presupus în mod obișnuit.

6.1. CONVERGENȚA/-SUMELE

Absorbția optică a defectelor din cristalele puternic ionice trebuie observată în mod necesar în regiunea transparentă dintre absorbțiile fundamentale de infraroșu și ultraviolete ale cristalului gazdă. Deoarece această „fereastră” optică este de lățime finită, nu toate tranzițiile asociate cu defectul sunt observabile. Un interes deosebit este aici obturarea absorbției defectelor în UV de către absorbția cristalului gazdă (chiar și într-un caz favorabil, absorbția gazdei este de ~ IO5 ori mai puternică decât cea a defectului). A generai esti-

Fig. 4. Sumele puterii parțiale la oscilație pentru seria Lyman de hidrogen atomic liber și pentru un centru model F în RbCl. Λ reprezentarea schematică a spectrului Lyman este dată în figura de jos și suma corespunzătoare a forței oscilatorului parțial este reprezentată mai sus în funcție de cea mai mare energie de tranziție considerată. Sunt prezentate o comparație parțială /-sumă pentru spectrul discret al unui centru F m RbCl calculat dintr-un model semicontinuum (fără corecții /-sumă pentru funcția de bază o'erlap). În reprezentarea grafică a valorilor F-ccnter, energia stării fundamentale în raport cu partea de jos a benzii de conducere a fost luată ca Rydberg.

Partea de cât de mult spectru de defect este „pierdut” nu este posibil din cauza diversității structurii electronice a defectelor. Cu toate acestea, este instructiv să luăm în considerare spectrul hidrogenului atomic pentru care este cunoscută distribuția puterii oscilatorului. După cum vom argumenta mai jos, acest lucru, împreună cu calculele modelului pentru centrul F, sugerează cu tărie că doar o parte neglijabilă a absorbției unui număr de centri importanți în exces de electroni se află sub fundamentală.
O reprezentare schematică a absorbției discrete și continue a hidrogenului atomic este dată în Fig. 4 împreună cu suma puterilor oscilatorului pentru toate tranzițiile până la energia luată în considerare (Sugiura [1927], Bethe și Salpeter [1957]). Absorbția discretă reprezintă puțin peste jumătate din total, cu o sumă /-parțială de 0,565. Suma/-converg spre unitate lent în continuum, dar la dublul energiei de legare

(2 Ry) thè/-sum este 0,881 și la 3 Ry este 0,947 cu doar ~5% din puterea oscilatorului la energii mai mari.
Pentru centrul F, tranzițiile discrete către stările aflate sub prima bandă de conducție cristalină sunt responsabile (Chiarotti și Grassano

[1966a, b]) pentru banda F principală și partea cu energie scăzută a benzii K, banda Kr (Na- kazawa și Kanzaki [1967] și Maier și Gebhardt [1968]). Acestea sunt analoge cu tranzițiile discrete în hidrogen. Partea de înaltă energie a benzii K, banda K2 (Nakazawa și Kanzaki [1967]). iar benzile L (LÜTY [I960]) dau naștere la fotoconductivitate (Crandall și Mik-kor [1965]; Nakazawa și Kanzaki [1965]; și Spinolo și Smith [1965]) și probabil se datorează tranzițiilor centrului F către stările de conducere sau stările de defect degenerează cu benzi de conducere (Page, Strozier și Hygh [1968], Fowler [1968] și Bassani, Iadonisi și Preziosi [1969]). Acestea sunt analoge cu tranzițiile continuum atomic. Într-o halogenură alcalină tipică, cum ar fi RbCl, benzile Kr și K2 se îmbină la 2,5 eV (Maier și Gebhardt ['968]), în timp ce absorbția fundamentală începe la 7,5 eV (Eby, Teegarden și Dutton [1959]). Astfel, se poate observa un spectru într-un interval de aproximativ trei ori mai mare decât potențialul de ionizare pentru centrii F.
Smith și Spinolo [1965b] au estimat distribuția puterii oscilatorului de centru F între stările discrete și continue pe baza modelului semi-continuu presupunând o potențială aproximativă independentă de stare care reproduce spectrul FK al RbCl. Rezultatele pentru tranzițiile discrete sunt indicate în Fig. 4 prin cercuri*; ei arată că pentru acest model suma / pentru toate tranzițiile discrete este 0,73, aproape jumătate față de hidrogenul atomic. Calculele ulterioare ale lui Iadonisi și Preziosi [1967] oferă o potrivire mai bună la spectrul observat și produc /-sumă parțială mai mare pentru tranzițiile discrete. Distribuția puterii oscilatorului în continuum nu este cunoscută. dar pare rezonabil că este similar calitativ cu cazul atomic în afară de structura asociată cu benzile de conducere**. Sub această ipoteză, extrapolarea rezultatelor centrului F din Fig. 4 în continuum duce la concluzia că orice porțiune neobservată a absorbției centrului F este mult mai mică de 5 % din total.
* Calculul Smith-Spinolo nu prevede suprapunerea cu stările de bază, astfel încât suma / se apropie de unitate asimptotic.
** Deoarece stările finale sunt legate de benzile de conducție ale cristalelor varioane, structura este de așteptat în absorbție, în timp ce în cazul hidrogenului continuumul este o curbă netedă (Fig. 4). În limita aproximării masei efective, aceasta ar apărea ca o serie de spectre hidrogenice asociate fiecare cu o anumită bandă de conducere. În cazul centrului F, un model de calcul pentru spectrul continuu (Page et al. [1968]) arată că variațiile probabilității de tranziție și ale densității stărilor se combină pentru a produce structura în spectru.

Acest argument este valabil și pentru centrele F perturbate, cum ar fi centrele FAt și Zi (sau FZ1 în notația lui Pick [1972])*1. De asemenea, pare probabil că s-ar aplica multor centre în care electronii sunt legați suficient de slab încât benzile majore de absorbție să apară cu mult sub absorbția fundamentală a electronilor a cristalului. Candidații probabili sunt centrele F-agregate (Compton și Rabin [1964]) și F'-(Pick [1938, 1940]) {precum și impuritățile donatoare superficiale din semiconductori mari cu constantă dielectrică (Kohn [1957])}. Acești centri vor fi analizați mai departe în § 6.4, dar notăm aici observația experimentală că absorbția totală integrată rămâne aceeași la albirea centrelor F pentru a forma agregate (Petroff [1950]) sau FZ1 (Pick [1939a, 1939b]), pe conversia F F' (Pick [1938,

1940]) și în formarea coloidului (Doyle [1968a]). Adică, în cadrul erorii experimentale, secțiunea transversală integrată observabilă per electron este aceeași pentru fiecare dintre acești centri. Acest fapt, împreună cu considerațiile pentru câmpul efectiv, vor conduce la concluzia că, practic, toate absorbțiile pentru acest grup de centri se încadrează în regiunea transparenței cristalului.
Pentru centrii care au tranziții în principal în UV, absorbția considerabilă se va afla în general la energiile dincolo de marginea fundamentală. Acest lucru este cu siguranță adevărat pentru centre precum OH-, SH-, etc. Acolo unde benzile UV observabile au f de ordinul 0,1 până la 0,2 (pentru OH- vezi Fritz, Lüty și Anger [1963], Paus). și Lüty [1965], Klein, Kennedy, Gie and Wedding [1968], Kurz [1969a], vezi, de asemenea, Kuhn și Lüty [1964] și Kôst-lin [1967]; pentru SH - măsurătorile lui Fischer și Grundig [1965] se obține raportul /sh-//f = 019 în ipoteza tradițională a unui câmp Lorentz pentru ambele centre). Este probabil valabil și pentru centrul U (Pick [1965], Fowler [1968]), caz discutat mai jos, și pentru centrul U2 pentru care valorile offvJfF de aproximativ | sunt raportate (Kurz [1969a, b]).

6.2. MĂSURAREA DIRECTĂ A FORTELOR OSCILATORULUI

Determinarea directă a puterii oscilatorului,/, a unei tranziții se bazează pe ecuația lui Smakula sub forma
pe mine
?r2e2h
μ(βω)ά(ίϊώ),
(6.11
unde no este indicele mediu de refracție la tranziție, μ coeficientul de absorbție și p densitatea numărului de centre. Astfel de determinări sunt

F.vcenter este un centru F cu o impuritate cationică monovalentă cea mai apropiată, cum ar fi Na+ în KC1 (Lüty [1968]).
tt Centrul Fzl este un centru F perturbat de o impuritate cationică divalentă și de vacanța de cation însoțitoare dispusă într-o geometrie încă incertă (Bushnell [1964], Paus și Lüty [1968], Gehrer și Langer [1968], Paus [1969]).

supus incertitudinii teoretice asociate cu alegerea câmpului efectiv precum si incertitudinilor de masurare. Experimental este necesar să se determine absorbția integrată și densitatea numărului de centre. În general, absorbția este măsurată cu relativă ușurință. Cu toate acestea, dacă este implicată o singură bandă, o procedură obișnuită este de a măsura înălțimea și lățimea la jumătate de maxim și de a calcula suprafața presupunând o formă de bandă - de obicei un Lorentzian sau un Gaussian. După cum au subliniat câțiva autori, forma liniei Lo-rentziană asumată în lucrarea originală a lui Smakula este o potrivire slabă pentru majoritatea benzilor de culoare centrale (Dexter [1958], Doyle [1958b], Konitzer și Markham [1960], Markham și Konitzer [1961]], Klick, Patterson și Knox [1964]). Experimental, s-a descoperit că benzile sunt mai aproape de Gaussieni sau de suprapunerea lui Gaussieni. De asemenea, teoria pentru cuplarea puternică electro-tron-fonon (Dexter [1954]), comună în cristalele ionice, indică faptul că un Gaussian ar trebui să fie o aproximare mult mai bună a formei benzii decât un Lorentzian. Factorii de conversie pentru diferite forme de bandă și forma observată a benzii F în mai multe săruri au fost dați de Doyle [1958b] și sunt reproduși în Tabelul 2 pentru referință.

Rețineți că ipoteza unei forme de linie lorentziană supraestimează aria benzii (și în consecință/) cu aproximativ 50%.

Tabu 2

Valori ale raportului, 5, dintre coeficientul de absorbție integrat și produsul dintre înălțimea vârfului, /zmax și lățimea completă la jumătate de maxim <■> <.

Grup

s = /μ<ω)<1ω

/¿max

gaussian lorentzian

.   , [(inclusiv K)a

κ Banda F reală CI ((excluzând K)a, ь Banda F reală KBr (inclusiv K)a

Banda F reală de NaCl (inclusiv K)a

> = 1,57

IV̇.т,1п2 = 1-07

1,19; 0,05

1.06

1,31 ±0,05

119 '0,05

a După Doyle [1958b].

b Calculat din valoarea lui Doyle pentru zonă, inclusiv banda K și raportul zonei K-la-F raportat de Lüty [1960].

Incertitudinea experimentală majoră constă în determinarea densității centrului. Practic au fost utilizate șase abordări* *. Ei includ:

a) Măsurătorile chimice ale concentrației ionilor de impurități sau a agentului de colorare

* Electrica timpurie! încercările de a măsura densitățile numărului centrului F (Stasiw [1932]) s-au dovedit a fi dificil de analizat din cauza numărului de procese de conducere implicate. Pentru detalii vezi Mollwo și Roos [1934b].

(vezi de exemplu Kleinschrod [1936]). Această metodă a fost utilizată în mai multe variații în măsurătorile forțelor oscilatorului de centru F (Kleinschrod [1936], Scott [1951, 1955, 1958], Doyle [1958b], Kleefstra [1963], Phelps [1963]). În aceste experimente a fost măsurat excesul stoichiometric de metal alcalin în cristale colorate aditiv și s-a făcut presupunerea că există o relație unu-la-unu între atomi de metal în exces și centrii F. Formarea de faze separate și precipitarea metalului ca coloizi sau la dislocații sau alte imperfecțiuni ar introduce erori și tinde să subestimeze puterile oscilatorului. În general, măsurătorile chimice sunt dificile deoarece sunt implicate doar deviații mici de la stoichiometrie sau concentrații relativ mici de impurități. Precizia totală de aproximativ 20 % pare să fie limita actuală a acestei abordări.

b) Metode de spectroscopie precum analiza spectrochimică de flacără sau spectroscopia de absorbție atomică (Fukuda [1964a, 1964b]). Aceste tehnici au fost folosite pentru a determina concentrația de impurități ale metalelor grele. În cazuri favorabile precum Ag^+ în KC1 se obțin acuratețe de ~10% (I UKt da [1964c]).

c) Tehnici de trasare radioactivă și analiză de activare a neutronilor. Aceste metode au fost aplicate în principal centrelor de impurități ale metalelor grele. Poate că cele mai precise determinări ale densității centrului de culoare până în prezent au fost făcute pe centrii Tl^+ folosind 204T1 radioactiv ca trasor (Wagner [1964], Leute

și Schulz [1966]). Cercetătorii raportează puterea oscilatorului cu o incertitudine experimentală de ±2-4%.

d) Măsurarea EPR a numărului de rotiri nepereche, cu condiția ca centrul studiat să fie paramagnetic și spectrul său EPR să nu se suprapună pe cel al altor centre, numărul de centre poate fi determinat prin compararea ariei de absorbție a EPR cu aceea a unui sait de calibrare având un număr cunoscut de rotiri nepereche. Această metodă a fost aplicată centrului F de către Silsbee [1956]. Deși această metodă este foarte selectivă prin faptul că măsoară densitatea unui anumit centru paramagnetic și este în principiu destul de sensibilă, problemele tehnice limitează precizia. De exemplu, Silsbee a descoperit că, chiar și cu măsurători atente, reproductibilitatea este bună până la numai ~ 10%.

e) Măsurători de susceptibilitate magnetică statică. Densitatea centrilor paramagnetici poate fi găsită și prin măsurarea susceptibilității magnetice statice, cu condiția ca o singură specie magnetică să fie prezentă și valoarea g electronică să fie cunoscută. Această abordare a fost folosită de Heer și colegii de muncă pentru centrul F (Rauch și Heer [1957], Bafes și Heer [1958]). Surse posibile de eroare sunt impuritățile magnetice sau imperfecțiunile cu proprietăți magnetice similare cu cele ale centrului de interes.

f) Măsurători de densitate. Câteva determinări ale concentrației centrului F s-au bazat pe modificarea densității cristalului la colorare (Mollwo [1934a], Esterman, Leivo și Stern [1949], Witt [1952]; vezi și Paus și Thommen [1963]). Presupunerea este că fiecare centru F scade densitatea cristalului cu masa unui atom de halogenură. În general, această metodă pare a fi în primul rând de interes istoric, deoarece este supusă multor incertitudini asociate cu procesele implicate în metoda particulară de colorare utilizată.

În plus față de aceste măsurători directe, Seitz a observat că rezultatele conversiei F -> F' pot fi folosite pentru a estima densitatea numerică a centrelor de culoare (Seitz [1946] p. 390). Studiul lui Pick [1938, 1940] a arătat că, în intervalul adecvat de temperatură, doi centri F în KO sunt convertiți de fiecare foton absorbit dacă Calibrarea chimică a ecuației lui Smakula a lui Kleinschrod [1936] este corectă. Acest lucru a condus la ideea că centrul F' este un centru F care a prins un electron. Acum, dacă se presupune că eficiența cuantică maximă pentru conversia F -> F' este de două în cristale, ecuația lui Smakula poate fi calibrată din măsurătorile eficienței cuantice F -a F'. Captarea electronilor la alte defecte decât centrele F și recombinarea centrului F-electron sunt posibile surse de eroare în această metodă

6.3. UN EXEMPLU - CENTRUL F

Cele mai extinse măsurători ale forței oscilatorului au fost făcute pentru centrul F. În mod tradițional, cantitatea raportată a fost o putere „convențională” a oscilatorului bazată pe ecuația lui Smakula presupunând o formă de linie Lorentzian și un câmp local Lorentz. Aceste numere sunt în esență constante de calibrare ale proporționalității dintre densitatea centrelor și produsul lățimii benzii F la jumătatea maximă și înălțimea vârfului. Ca atare, ele sunt utile pentru determinarea concentrației de centre dintr-un cristal din spectrul său de absorbție. Cu toate acestea, aceste valori nu trebuie confundate cu puterea reală a oscilatorului pentru defectul izolat

Rezultatele unui număr de experimente au fost colectate în Tabelul 3. Toate valorile se bazează pe câmpul local Lorentz și în majoritatea cazurilor aria benzii a fost calculată pentru o formă Lorentzian sau Gauss. Valorile rezultate sunt date în coloanele marcate cu/(^f) și respectiv/(^). Într-un număr de cazuri a fost măsurată aria reală a benzii; aceste rezultate sunt etichetate /(j/). Valorile gaussiene sunt în cel mai bun acord cu cele pentru zona reală, dar există diferențe de până la 10 %.
Luați în considerare rezultatele pentru KG, cea mai studiată substanță. O medie dreaptă a valorilor f oferă o putere „convențională” a oscilatorului de /F(-^) ~ 0,88. Excluzând valorile cele mai mari și cele mai mici randamente/r(2Z") ~ 0,85. Pentru

Unele valori raportate ale forței oscilatorului centrului F, așa cum sunt derivate din forma liniei egale Gauss a lui Smakula, și acționează
Kleinschrod3 [1936]
Pick° [1938, 1940]
Silsbji [1956]
Rvuch și H· ï в [1957]
Bates și Ник [1958]
Setul II și 1Iills [1958]
Doyle [1958b]
Kleefstra [1963]
Pue LPS [1963]
LiF NaClK Cl
0,81 iO 5
0,70,81
0 87 (0,59)b0,85(0,5
0,70 0,470,660,45
0,82 0,56 0,54
1.170.7Í
0,860,91
0,93
0,8

3 O valoare a f(Z) «a 0,9 pentru banda F KC1 a fost derivată din măsurătorile anterioare ale lui Stasiw [1932] de către Markham [1966].

certitudinea o presupunem pe aceasta din urmă în cele ce urmează. Din factorii de formă măsurați de Doyle din Tabelul 2 putem estima valoarea corespunzătoare a/f(j/); este 0,57. Apoi, din măsurătorile lui Lüty [1960] ale ariei relative a benzilor F, K și L, puterea totală a tuturor benzilor din centrul F observate este de 0,68. Aceasta trebuie comparată cu așteptarea, bazată pe regula /-sumă, a unei puteri totale a oscilatorului mai mare decât unitatea. Din discuția din § 6.2, discrepanța dintre aceste valori este în afara erorii experimentale. Deși posibilitatea ca mai mult de } din absorbția centrului F să fie ascunsă de absorbția fundamentală a cristalului nu poate fi exclusă definitiv, pare extrem de improbabilă din considerentele de la § 6.1. Este mult mai probabil ca presupunerea unui câmp Lorentz în analiză să fi condus la puterile oscilatorului prea mici.
Că acesta trebuie să fie cazul este ilustrat în Fig. 5, care arată extinderea radială a operatorului dipol pentru un centru F* (Smith și Dexter [1968b]). Cristalul specific ilustrat este RbCl, iar ionii de-a lungul unei direcții [100] sunt indicați prin cercuri cu raza ionică clasică. Curbele dau integrând (tAîsr<A„p)r2 pentru 2 n 5.

Caracteristica izbitoare este că integranții nu sunt compacti și că contribuția majoră apare din regiunea între 4 și 12 a0 care include 32 de ioni. În plus, aproape că nu există
* Funcțiile de undă ale centrului F utilizate sunt pentru modelul semi-continuu cu parametrii empirici dați de Smith și Spinolo [1965b].

el terenul local Lorentz. f(^) și f(·^) sunt valorile pentru o formă de linie Lorentz, a ■r banda de absorbție, respectiv
KBr   KI
CsBr
Л^)./V0
Metodă
Banda K inclusă?
)
71 0,48 0,52   0,46 0,31
35
Chimic - pH F -» F, conversie EPR
Mag. statică. susc.
Mag. statică. susc.
Chimic - H2 evol.
Chimic - pH
Chimic - pH
Chimic - H2 evol.
Nu
Nu
Nu
Л-П /(^) - Nu
/00-Da
- Nu
/(·'/, -?
Nu
Nu
Nu
b Recalculat pentru o bandă Gaussiană de Dexter [1958]. c Vezi și Seitz [1946] p. 390.
contribuție din cadrul postului vacant. Henee, câmpurile locale Lorentz și Onsager sunt în primul rând alegeri greșite - se aplică numai lângă r = 0 unde integrând dispare - și Jeff trebuie să fie mult mai aproape de câmpul mediu, <fo. O concluzie similară este valabilă dacă luăm în considerare elementele matricei de gradient. Gradientul integrând pentru tranziția Îs -> 2p este dat ca curba punctată în figură. Această situație se găsește și pentru elementele matricei între starea fundamentală și funcțiile de undă continuu (Smith [1967]).
O dovadă suplimentară că câmpul Lorentz este incorect a fost prezentată cu câțiva ani în urmă de Doyle [1958b] care a motivat că, dacă regula unui electron /-sumă ar putea fi aplicată spectrelor observate, ecuația lui Smakula ar putea fi inversată și, presupunând = 1, raportul câmpului efectiv calculat din secțiunea transversală totală integrată. Rezultatele sale pentru (<7eff/¿í0)2 sunt date în coloana marcată £/ = 1 din Tabelul 4. În § 3.2. s-a argumentat că ^/F.center = 1, astfel încât valorile lui Doyle reprezintă o limită superioară a rapoartelor câmpului (presupunând că absorbția neglijabilă este ascunsă de fundamentala cristalului gazdă). O altă abordare este să presupunem că £/F « ^j/alcalin, puterea oscilatorului de electroni de valență totală

pentru atomul alcalin. Justificarea pentru aceasta este că, în cea mai simplă aproximare LCAO, starea fundamentală a centrului F este alcătuită din stări de valență a atomului alcalin. Rapoartele câmpului efectiv calculate pentru această ipoteză sunt date în coloana marcată Σ/aikaii din Tabelul 4. Ele sunt semnificativ mai mici decât valorile Lorentz sau Onsager. Un mai realist

Fig. 5 Integranții mai multor elemente de matrice dipol 1s ->zzp și elementul de matrice de impuls Is—>2p pentru centrul F RbCl în modelul semicontinuum. Ionii de-a lungul direcției [100] sunt indicați prin cercuri; poziţia şi numărul de ioni în toate direcţiile până la a opta înveliş sunt prezentate în partea de jos a figurii. Sunt prezentate două măsuri ale „dimensiunii” postului vacant. Acestea sunt raza Mott-Littleton (Mотт și Lui ilion [1938]) și puțul central în potențialul modelului semicontinuu RE (Smith și Spinolo [1965b]). În toate cazurile, integranții elementelor matricei sunt răspândiți pe mulți ioni vecini.

Modelul LCAO ar include ioni de halogenură și stări de ioni alcalini excitați, deoarece suprapunerile cu ionii de halogenură sunt considerabile; acest lucru ar duce probabil la rapoarte efective de câmp mai mici, în special pentru sărurile halogenurilor grele. Astfel, acest tratament al datelor experimentale implică faptul că un câmp efectiv doar puțin mai mare decât câmpul mediu este în concordanță atât cu regula/-sumă modificată pentru a include statele ocupate, cât și cu valoarea relativ difuză a matricei de tranziție dipolului integrând.
Un alt mod de interpretare a datelor este de a remarca faptul că, presupunând un raport efectiv al câmpului de unitate, datele experimentale pot fi utilizate pentru a seta o limită superioară a puterii oscilatorului a tranzițiilor observate în centrul F. Aceste limite superioare pentru puterile totale ale oscilatorului sunt de aproximativ 1,3 în NaCl, 1,4 în KG și 1,55 în RbRr, în timp ce cele pentru banda F în sine sunt de ordinul a 1,2*. Deși nu există date suficiente aici pentru a trage vreo concluzie finală, este interesant de remarcat că suma totală /- crește pe măsură ce numărul atomic

Tabelul 4
Estimări ale pătratului raportului câmpului efectiv pentru centrul F. Valorile enumerate sunt cele pentru câmpurile Lorentz și Onsager, câmpul calculat din secțiunea transversală observată presupunând (după Doyle) un Σ/de unitate și câmpul calculat pentru un Σ/egal cu puterea totală a oscilatorului valenței atomului alcalin electron. Indicele de refracție pentru regiunea benzii F este nF.

Substanța Яp'(¿'effW
LorentzOnsagerΣ/ = 1Vf __ Vfa —/ — -H/alcali
NaCl 1.562.181.551.35±0.07b1.30
KC' 1.491.981.501.34 ;0.18b1.22
KBr 1.562.181.551.54:0.13”1.40

a Valorile S/alcalii sunt luate din tabelul 1.
b Pe baza puterilor oscilatorului raportate b} Doyle [1958b].
c Pentru valorile indicelui de refracție utilizat la pregătirea acestui tabel și a celor ulterioare, vezi Pick [1962] și Guylai [1928].

a ionilor alcalini sau halogenură crește. Acest lucru este în concordanță cu ideea că, cu cât numărul statelor centrale ocupate este mai mare, cu atât mai mari sunt corecțiile aduse regulii/-sumei.

6,4. FORTE RELATIVE A OSCILATORULUI

Deși determinarea absolută a puterilor oscilatorului este în general dificilă, puterile relative ale absorbțiilor pentru centrii legați de reacții fotochimice sunt mai ușor de măsurat. Deoarece centrul F este implicat într-un număr mare de astfel de procese, puterile oscilatorului multor centre au fost investigate în raport cu banda F. Desigur, astfel de măsurători necesită ca toți centrii convertiți să producă specii observabile și să presupună că numărul de centre F produși din, sau necesar să se formeze, fiecare dintre ceilalți centri este cunoscut. Tehnica se bazează pe forma generalizată a ecuației lui Smakula, eq. (6.1), care dă puterile relative a două absorbții a și b

Á = Pь n* (fo/feff)¡ Í ^E^dE

A Pa «b Ko/Cff)bj^(£)d£

Această ecuație arată că nici măcar puterile relative ale oscilatorului nu pot fi determinate fără ambiguitate, deoarece câmpurile efective depind de detaliile defectelor.

Cel mai simplu caz apare pentru centrele cu distribuții de electroni similare și

* În acest calcul au fost utilizate mediile ponderate ale puterii oscilatorului publicate date de Doyle [1958b]. Deoarece rezultatele publicate presupun un câmp Lorentz locai și o formă de linie Lorentzian, au fost aplicate corecții pentru a găsi puterile oscilatorului pentru forma reală a benzii și pentru <Teff — <í'„. Puterea totală a oscilatorului pentru benzile F, K și L a fost apoi găsită folosind zonele relative date de Lüty [1960].

absorbii la energii pentru care zza ~ zzb. Atunci câmpurile efective sunt aproximativ saine și puterea relativă este raportul absorbțiilor integrate. Un exemplu probabil este „familia” de centre F-, F-agregate și per-turbate. Într-o primă aproximare, toți acești centri sunt alcătuiți din combinații de stări de centru F sau stări de centru F ușor perturbate. Astfel, integranții elementelor matricei de tranziție au o întindere spațială similară implicând câmpuri efective similare. Dacă, după cum sa afirmat mai sus, centrul F se confruntă cu câmpul mediu, agregatele mai extinse experimentează și câmpul mediu; în plus, grupul poate fi extins pentru a include centrul F' care are o distribuție și mai difuză a sarcinii (La și Bartram [1966], Strozier și Dick [1969]).

Tabelul 5 conține date pentru acești centri obținute din albirea centrelor F. Deoarece există întotdeauna posibilitatea - ușoară aici - ca producția conversiei centrului F să fi scăpat de detectare, toate valorile sunt limite inferioare. În plus, există date de foto-conversie pentru centrii R și N, centrii de agregat F superior conținând trei și, respectiv, patru centre F (Compton și Rabin [1964]). Petroee [1950] a constatat că conversia centrelor F în centre agregate FA și F a avut loc fără modificarea ariei sub curbele de absorbție. Deoarece tabelul 5 arată că ambii centre FA și M au aproximativ aceeași putere totală a oscilatorului ca și centrul F, aceasta implică că tranzițiile observate ale centrelor R și N trebuie să aibă, de asemenea, aceeași putere a oscilatorului per electron ca și centrul F- centru.

Γ o rezumă, centrele F-, F'-, FA-, Fz ц -, M-, N- și R-au toate secțiunea transversală egală pe electron până la eroarea experimentală. Cea mai simplă explicație este că toți acești centri experimentează practic același câmp efectiv, au aproape aceeași putere totală a oscilatorului per electron (valori oarecum peste unitate) și că absorbția se observă în mod substanțial în fiecare caz. Alte explicații necesită ca variațiile câmpului efectiv să fie compensate prin observarea unei fracțiuni diferite în mod corespunzător din puterea totală a oscilatorului; sau, dacă câmpurile sunt aceleași, că aceeași fracțiune de absorbție se observă pentru toate centrele. Având în vedere diversitatea structurii electronice, aceste din urmă posibilități par puțin probabile. Prezența centrului F' în acest grup este o dovadă suplimentară că câmpul net efectiv pentru acești centri este câmpul mediu, deoarece acest centru mai difuz prelevă și mai mult din câmpul cristalin decât centrul F (La și Bari ram [1966).], Strozier și Dick [1969]).
În cazul general în care există diferențe semnificative în distribuția sarcinii și indicele de refracție, trebuie utilizată formula generală. Ca exemplu, luați în considerare centrul U, un ion H- substituțional (Pick [1965], Fowler [1968]). Albirea acestui centru produce centre F pe unul la unu

Tabelul 5
Puterile oscilatorului unor centre de culoare în exces de electroni derivate din centrul F prin experimente de albire

Center	Crystal	Transition	Ж,/7/r per electron	Reférence
F'	KCl	F'-band	~2.00~ 1 00	Pick [1938, 1940]
			1.870 94	Delbecq [1963]
Fa	KCl · Na	Ai	0.36	Li ti [1961, 1962]
		A2(doi)	0,32	
		Total	1.01.0	
	KC1: Li	Aχ	0,33	Fritz et al. [1965]
		A2(doi)	0,33	
		Adevărat)	LO1	
Zi(FZ1)	KC1 : Sr	Zi-band	1.04104	txmagni și Chiarotti [1954]
	KCl : Sr	Zi-band	0.970.97	Kleefstra [1963].
	KC1 : Sr	Zfband	~ i.uo·~ 1.00	și iRUi și Lüty [1964]
	KCl: Sr	bζ.	0,89	
		Kzi	0.12	Pauză [1969,
		Total	1.011,01	
	RbCl : Ca	bZi	0,75	
		Kzi	0.19	
		Total	0,940,94	Pauză [1971]
	RbCl: Sr	bZi	0,90	
		Kzi	0.17	
		Total	1,071,07	Pauză [1971]
M=	KCl	Mi	0,43	Delbicq [1963]
		M2	0.36	
		M/	-0	
		M3	0.22	
		M/	-0,22	
		Total	1.590,8	
	KCl : H	Mi	0 42	Eros [1965]
Coloizi	NaCl	Bizi coloizi	—~ 1,00	Dovle [1958a]

o parte din integrarea autorului a spectrelor de absorbție dată de Hartel și Lüty [1964].
b Zi se referă la banda principală Zi. KZj se referă la absorbția asemănătoare benzii K care formează coada de energie înaltă a benzii Zi.
c Vezi și Compton și Rabin [1964] pentru o reinterpretare a datelor lui Okura [1957] și ale lui Tomiki [1959a, 1959b, 1960] care conduce la valori ale ftdJfF de 0,38 și 0,43 respectiv.

baza (Martienssen și Pick [1953]). Cu toate acestea, banda U este cu 3 până la 4 eV mai mare în energie decât banda F, astfel încât indicele de refracție în regiunea benzii U este cu aproximativ 10 până la 20 % mai mare decât în banda F. Diferența dintre câmpurile efective pentru centrele F și U nu este cunoscută. Observăm, totuși, că centrul U trebuie să fie ceva mai compact decât centrul F din cauza legării suplimentare a protonului parțial ecranat. Dar această legare este relativ mică {afinitatea electronică a lui H'' este de –0,75 eV (Weast [1970])}, astfel încât cele două distribuții de sarcină probabil nu diferă foarte mult. Acest lucru duce la concluzia tentativă că câmpul efectiv al centrului U este probabil ceva mai mare decât cel al centrului F, dar mult mai mic decât valorile Onsager sau Lorentz, în orice caz, limite rezonabile pentru fjfç pot fi stabilite prin presupunerea că fie câmpurile Lorentz, fie câmpurile egale numeric acţionează la ambele centre.
Rezultatele experimentale pentru/u//F sunt rezumate în Tabelul 6. După cum se raportează în literatură, datele experimentale exclud efectiv atât banda K.
Tabelul 6
Puterile oscilatorului benzii 1 în raport cu cele ale benzii F. Valorile din prima coloană sunt calculate presupunând un câmp efectiv Lorentz; cele din a doua coloană se bazează pe presupunerea că câmpurile efective pentru ambele centre sunt egale numeric. Deoarece centrul U are doi electroni echivalenți, puterea oscilatorului per electron este jumătate din valoarea listată.
Â 'f.

Crystal	i orentz field	l^effU – ^eff F	Reference
NaCI	1,23	1,86	Goto şi colab. [1963]
KC 1	1.3I	.65	Kleinschrod [1936]
KC1	1.I6	1.4γ	HlRAI [1960]
K Cl	1.0b	1.34	Fischer și Grlxdjg [1965]
KC1 U	1 07	1.36	Eros [1965]
KBr	104	1,4s	Timusk şi colab. [1963]
KBr : II	0.86	1.22	Laos [1965]

absorbția centrului F și a cozii cu lungime de undă scurtă a benzii U.* În consecință, rapoartele se referă doar la benzile principale ale centrelor F și U. Mai mult decât atât, ca și în cazul conversiilor centrului F, există posibilitatea producerii nedetectate de distrugere a centrului U, astfel încât aceste rezultate ar trebui interpretate ca limite superioare.
Cu excepția măsurătorilor lui Timusk și Martienssen, s-a presupus că ambele benzi II și F au formă similară, astfel încât ariile lor să poată fi calculate din produsul lățimii, înălțimii vârfului și o constantă care este aceeași pentru ambele benzi. Se pare că nu există informații suficiente pentru a justifica sau respinge această

presupunere. În măsurătorile lui Timusk și Martienssen, suprafețele au fost măsurate, dar absorbțiile de lungimi de undă scurte au fost scăzute.

Diferența remarcabilă între rezultatele centrului U și cele pentru centrele agregate F și F (Tabelul 5) este că puterea oscilatorului în bandă U observată pe electron este de ordinul 0,6 până la 0,8 din cea a benzii F. . Deoarece banda F reprezintă aproximativ 80% din spectrul de centru F observat. puterea oscilatorului în bandă U pe electron este doar de ordinul jumătate din cea pentru spectrul total de bandă F observabil. În consecință, banda U singură nu poate epuiza regula /-sumă pentru centrul U și aceste estimări brute sugerează că ceva mai puțin de jumătate din spectrul centrului U trebuie să se îndrepte către energii mai mari. Coada sau umărul cu energie ridicată a benzii U, banda Ua a lui Goto, Ishii și Ueta [1963], explică o parte din acest lucru, dar din spectrele publicate se pare că coada este doar de ordinul 10 până la 15. % din banda U principală (Timusk și Martienssen [1963], Goto și colab. [1963]). Astfel, concluzionăm că | la j din absorbția centrului U se află probabil sub absorbția cristalului gazdă. Acest lucru nu este surprinzător, deoarece este rezonabil să ne așteptăm la absorbții ale centrului U la energii mai mari, în analogie cu benzile K și L cu centrul F și dacă absorbția asemănătoare K este atribuită benzii Ua, benzilor asemănătoare L. s-ar afla sub fundamental. O dovadă suplimentară pentru acest punct de vedere este oferită de studiile de fotoconductivitate ale lui Goto și colab. [1963] care arată o absorbție de energie mai mare a centrului U, banda Ub, situată foarte aproape de marginea excitonului.
În cazul centrului U, procentul de rezistență totală în benzile de energie superioară postulat în paragraful precedent ar trebui să fie mai mare decât cel din centrul F. Ideea este că, într-o primă aproximare, centrul F este o parte într-o cutie, în timp ce ambii electroni din centrul U experimentează câmpul Coulomb al protonului central. În cazul unei partide într-un puț sferic, puterea oscilatorului primei tranziții (Îs -+ 2p) se situează între 0,97 și 0,98 pe o gamă largă de parametri corespunzători centrelor de defect în cristalele ionice (Smith și Dexter [1969]). Acest lucru este net diferit de cazul unei potențiale Coulomb în care puterea totală a oscilatorului este distribuită pe mai multe tranziții cu doar 0,41 asociat cu tranziția Îs -> 2p (Bethe și Salpiter [1957]). Calitativ, această diferență apare din potențialul infinit de adânc în apropierea nucleului de hidrogen. Starea S fundamentală a centrului U are o densitate mare în apropierea protonului unde potențialul este adânc. Stările P excitate, deoarece conțin un factor suplimentar de r2 în densitate, au o densitate maximă mai departe, acolo unde potențialul este mai slab. Terenul U-centrului și statele excitate sunt, în consecință, determinate de diferite regiuni ale potențialului. Aceasta conduce la o stare fundamentală relativ strâns legată și la stări excitate relativ difuze, cu o suprapunere redusă între starea fundamentală și orice stare excitată unică. Deși energiile de tranziție pot fi mari, puterile oscilatorului sunt

mic din cauza dependenței pătratice a probabilității de tranziție de elementul matricei dipol. În schimb, pentru puțurile relativ fiate găsite în familia centrului F, stările de sol și (nerelaxate) excitate „simt” aproximativ aceeași adâncime a puțului, iar terenul și primele stări excitate sunt mai aproape de aceeași întindere spațială. Acest lucru dă naștere la câteva elemente mari de matrice dipolară și, în consecință, forțe ale oscilatorului.

Celelalte absorbții a căror rezistență este măsurată în mod convenabil în raport cu banda F sunt benzile a și y3 (Delbecq și colab. [1951, 1952]). Aceste benzi se află la lungimi de undă puțin mai mari decât liniile de exciton ale cristalului gazdă și se consideră că sunt excitoni localizați perturbați de prezența unui ioni negativi liber sau, respectiv, a unui centru F. Sunt cunoscuți diferiții indici de refracție din regiunile F- și a-/Lband (Pick [1962]), dar incertitudinea în câmpurile efective pentru astfel de „excitoni” face o analiză dificilă. Ca și în discuția anterioară despre centrele U, am calculat pur și simplu rapoartele pentru câmpurile egale și Lorentz ca exemple.

Puterile oscilatorului pentru benzile a și /1 sunt date în Tabelul 7. Ti-musk și Martienssen și Rockstad au folosit aria reală sub benzile de absorbție pentru a ajunge la rezultatele lor. În toate măsurătorile în bandă a

Tabelul 7

Puterile oscilatorului pentru benzile a și /f. Titlurile coloanelor au aceeași semnificație ca în Tabelul 6. Valorile din paranteză sunt valorile experimentale raportate necorectate pentru aria indicelui de refracție.

rt 1 Λ/Л	W*		
Crjstal			Referință
	Lorentz	eri a — eff FLorentz^eff f¡ — ett t	
NaCl	f 1,3o2,72		Onaka și colab. [1963]
	l	(0,64) 0,35 s(I,69) 0,934	Ridgen [1961]
KCI	1,392,52		Onaka şi colab. [1963]
KBr	Í 1.3X2 37		Onxk a și colab. [1963]
	l i.з82 49		Timi SK et al. [1963] și Rocfstad [1965]

modificarea indicelui de refracție pare să fi fost luată în considerare. În cazul rezultatelor NaCl/Lband al lui Rigden, nici modificarea indicelui, nici aria reală sub benzi nu pare să fi fost utilizată. Valoarea lui/^//F din lucrarea originală este dată în paranteze urmată de o valoare recalculată ținând cont de modificarea m n.

6.5. POSIBILE ÎNCERCĂRI ALE Ж/<Г0 ÎN FUNCȚIE DE nr

Diferitele câmpuri eficiente clasice diferă puternic în dependența lor de indicele de refracție, ceea ce sugerează că ar putea fi posibil să se determine care acționează într-o situație dată printr-o variație a cristalului gazdă. Această dependență este prezentată în Fig. 6 în care (<f'e({/<S0)2 este reprezentat grafic vs n0 pentru câmpurile Lorentz, Onsager și medii. Pentru a distinge efectele datorate câmpurilor eficiente este necesar să găsim o proprietatea defectului care este relativ insensibil la materialul gazda.Unele marimi posibile sunt: a) matricea de tranzitie

Fig. 6. Pătratul raportului câmpului efectiv în funcție de indicele de refracție în aproximările Lorentz, Onsager și câmpul mediu. Indicii optici de refracție pentru un număr de cristale comune sunt indicați prin săgeți.

elemente între statele electronice care sunt protejate de electroni exteriori; exemplele includ tranziții în pământuri rare și elemente de tranziție; b)

momente dipolare ale impurităților moleculare pentru care nu există nicio legătură chimică cu gazda; c) sumele puterii oscilatorului în care corecțiile pentru stările nucleului gazdă-cristal ocupate sunt aceleași pentru o serie de cristale gazdă.

În lumina concluziilor despre centrul F trase în secțiunile anterioare, ultimul caz este de un interes deosebit, deoarece suma/ pentru un centru F din halogenura unui alcali dat ar trebui să se schimbe puțin în raport cu indicele de refracție, deoarece modificări ionilor de halogenură. Astfel, diferențele în absorbția totală integrată între diverse gazde ar trebui să reflecte în primul rând schimbări în domeniul efectiv. Pentru seria de săruri de litiu, valoarea lui (¿'crfMo)2 crește cu un factor de 2,2 de la fluorură la iodură în cazul câmpului Lorentz, în timp ce pentru câmpul Onsager se prevede o creștere de 1,23. Cifrele corespunzătoare pentru sărurile de sodiu sunt 1,7 și, respectiv, 1,22. Astfel, ar trebui să fie posibilă diferențierea între cele trei cazuri clasice într-un experiment bun la 10 sau 15 °0, în timp ce un experiment de 25 sau 30 % ar putea distinge! între Lorentz şi Onsager sau câmpuri medii. Din păcate, măsurătorile secțiunilor transversale totale integrate pe serii de compuși nu par să fi fost efectuate.

§ 7. Sumarj

În acest articol am analizat și am încercat să punem în perspectivă teoria rezistenței absorbției optice prin defecte în solidele izolante. Rezultatele experimentale pentru centrele de culoare din haüdes alcaline au fost considerate ca un exemplu al acestor idei și au fost discutate posibile teste experimentale ale teoriei.

Principalele puncte accentuate pot fi rezumate după cum urmează:

1) Am arătat din motive generale că nu este posibil să se decupleze complet absorbția unui anumit defect de cea a cristalului în ansamblu. În aproximarea cu un electron, această circumstanță duce la abateri de la regula/-sumă așa cum s-ar aplica defectului izolat. Din punct de vedere fizic, aceasta este o urmare a interzicerii principiului Pauli a tranzițiilor electronului defect către stările ocupate ale cristalului gazdă. În cazul centrelor de culoare în exces de electroni, se așteaptă ca totalul/-sume per electron să depășească unitatea.

2) Relația clasică a lui Smakula între secțiunea transversală de absorbție integrată și puterea oscilatorului defect poate fi generalizată cu condiția ca raportul efectiv al câmpului, puterea oscilatorului și masa să primească interpretarea mecanică cuantică corespunzătoare. În general, câmpul efectiv nu poate fi asociat cu un câmp electromagnetic real, ci este, mai degrabă, un parametru legat de potențialul dependent de timp din vecinătatea defectului. Pentru cele mai multe

aplicații, masa care trebuie utilizată în ecuația lui Smakula este masa electronică, nu masa efectivă a cristalului gazdă. Puterile oscilatorului rezultate respectă regula /-sumă în concordanță cu principiul Pauli.

3) Ideea unui câmp efectiv local a fost luată în considerare atât din punct de vedere clasic, cât și din punct de vedere mecanic cuantic. În limita suprapunerii mici între defect și gazdă este suficientă aproximarea clasică. Cu toate acestea, câmpul de la defect trebuie să fie găsit în mod auto-consecvent, deoarece defectul și atomii gazdă au polarizabilitati diferite. Un astfel de tratament duce la un câmp local eficient care implică cavitatea Onsager și câmpurile de reacție. Rezultatul nu este, așa cum se presupune adesea, câmpul Lorentz. Atunci când suprapunerea nu este neglijabilă, trebuie incluse efectele de schimb și, în general, nu poate fi definit un câmp efectiv local. Apoi poate fi utilizată o formulare Hartree-Fock dependentă de timp și se vede că tranzițiile sunt induse de potențialul auto-consecvent dependent de timp experimentat de defect. În limita unui centru foarte difuz Coulomb și potențiale de schimb care decurg din polarizarea mediei la zero și câmpul efectiv se reduce la câmpul macroscopic în mediu.

4) Au fost luate în considerare distribuțiile puterii oscilatorului în funcție de energie pentru defectele hidrogenice și centrul F. Rezultatele indică faptul că suma / este aproape epuizată de absorbția observabilă într-un număr de centre importanți din halogenurile alcaline. O comparație între teorie și experiment indică faptul că acest lucru este valabil pentru centrii agregați F-, FA-, FZ1-, F'- și F și că pentru acești centri doar câteva procente din absorbția totală este ascunsă de absorbția fundamentală a cristalului. În cazul centrului U, un sfert până la jumătate din total pare să fie pierdut sub fundamental, în timp ce un procent mai mare rămâne nedetectat în centre precum OH- și SH-substituțional.

5) O comparație a puterilor măsurate ale oscilatorului de centru F cu predicția regulii/-sumă a unei puteri totale care depășește unitatea conduce la concluzia că câmpul local efectiv experimentat de electronul centrului F este aproape de câmpul macroscopic, Jo. Această concluzie este verificată prin observația că integranții elementelor matricei de tranziție dipol F-centr sunt foarte difuzi și medii peste câmpurile de polarizare ale unui număr mare de ioni.

6) Un test experimental al concluziilor că, pentru centrul F, absorbția observată aproape epuizează suma/ și se sugerează ¿'efr. Testul constă în măsurarea absorbției totale integrate în funcție de indicele de refracție pentru o serie de cristale. Experimentele bune până la 25 sau 30% ar trebui să fie suficiente pentru a distinge! între un câmp efectiv cu valoarea Lorentz sau cu valoarea câmpului macroscopie.

Mulțumiri
Autorii ar dori să-i mulțumească Dr. M. Altarelli pentru comentariile utile cu privire la prima versiune a acestui articol. Aceștia sunt datori Dr. CJ Delbecq și Dr. P. Yuster pentru discuțiile privind determinarea experimentală a rezistenței oscilatorului și ar dori să mulțumească Dr. A. Fukuda, Dr. G. Kurz și Dr. H Paus pentru comentariile despre centrul de impurități. experimente și pentru furnizarea autorilor cu rezultate nepublicate.

Referințe

Ballhausen, CJ, 1962, Introduction to Ligand Field Theory (McGraw-Hill. Inc., New York).
Bassani, F. G Iadonisi si B. Preziosi, 1969, Phys. Apoc. 186, 735.
Baies R T. și (V Unr, 1958, J Phys. Chem Solids 7, 14.
Bennett H. S,, 1968, Phys. Apoc. 169, 729.
Bennett HS. 1969, Phys. Apoc. 184. 918.
Bethe, Il \ 1929, Xnn Physics [5] 3, 133.
Bethe, H \ și IE Salpeter, 1957, Mecanica cuantică a unui și a doi electroni
Atomi (Springer-Verlag. Berlin) Secte. 59, 61 și 62. Bhargavs, RK și DI Dexier, 1970, Phys. Rev. Bl, 1. Biermann, L şi K Lübeck, 1948, Z. Astrophys. 25. 325. Biermann, L., 1950, forțele oscilatorului și duratele de viață ale stărilor excitate, în:
Landolt-Bòrnstein Numerical Values y Functions, Vol. 1, ed. A. Eucken, a 6-a ed. (Springer Verlag Berlin) partea 1, pp. 260-275.
Brown, WF, 1956, Dielectrics, în: Handbuch der Physik, Vol. 17, ed. S. Flügge (Springer-Verlag, Berlin).
Bustini 11 . J C., 1964. ENDOR Study of Zj Centers in kC 1, Thesis, University of Illinois, lbana, USA (nepublicat).
Camagni, P. şi G. Chiarotti, 1954, Nuove Cimento 11.1.
Ch kNDRASiKHAR, S,, 1945, Astophys. J. 102, 223.
CHiAROTTi, G. şi U M. Grassano, 1966a, Phys. Apoc. Scrisorile 16, 124.
Chiarotti, G. și UM Grassano, 1966b, Nuovo Cimento B46, 78.
Cohen, M. H. şi F. Reif, 1957, Quadrupole Effects in Nuclear Magnetic Resonance Studies of Solids, în: Solid State Physics, Voi. 5, eds. F. Seitz și D. Turnbull (Academie Press, Inc., New York).
Compton, A H. și S. K Allison, 1935, X-Rays in Theory and Experiment (D. Van Nostrand, Princeton), vezi în special capitolul VII, § 9 și Tabelul VII-13.
Compton, WD și H. Rabin, 1964, F-Aggregate Centers in Alkali Halide Crystals, în: Solid State Physics, Voi. 16, eds. E. Seitz și D. Turnbull (Academie Press, Inc., New York).
Courant, R. și D. Hilbert, 1953, Methods of Mathematica! Fizica, Vol. I (Interscience Publishers, Inc., New \ ork).
Crandali, R S. și M. Mikkor, 1965, Phys. Rev. 138, A1247.
Darwin, C. G, 1934. Proc. Roy. Soc. (Londra) A146, 17.
Darwin, CG 1944, Proc Roy. Soc. i(.ondon) A182, 152.
Di LBECQ, C 1. P Pringsheim şi P. Yuster, 1951, J, Chem. Fiz. 19, 574.
Dilbecq. C J., P. Pringsheim şi P. Yuster, 1952, J. C hum. Fiz. 20 746.
Di LBECQ, CJ 1963, Z. Physik 171, 560.
Dix ier DL, 1954, Phys. Apoc. 96. 615.
Dexier DL, 1956, Phys. Apoc. 101,48.

Dexter, DL, 1958, Teoria proprietăților optice ale imperfecțiunilor în nemetale, în: Solid State Physics, voi. 6, eds F Seitz și D. Turnbull (Academie Press Inc., New York).
Doyle, WT, 1958a, Phys Rev 111. 1067.
Doy le 4 1., 1958b. Fiz. Apoc. 111, 1072.
Eby, JE, KJ Teegarden și DB Dutton, 1959. Fiz. Apoc. 116 1099.
Eros, S., 1965. \n Investigarea centrelor F, UCenterelor și MCentersinKBr: H,
KC1 : H și NaCl H, repert final USAnnyResearchOfficeC ontractNr.DA

49-092-ARO-59 cu Carson Laboratories, Inc., Bristol, Connecticut (Repertul Centrului de documentare pentru apărare nr. AD-465278).
Estermann, L, W J. Lt ivo și O. Stern, 1949, Phys. Apocalipsa 75, 627.
Fischer. F. și H. Grundig, 1965, Z. Physik 184, 299.
Fowler, WB și D. L Dexeer, 1962, Phys. Apoc. 128, 2154.
Fowler WB şi D L. Dexeer, 1965, J. Chem. Fiz. 43, 1768.
Fowler WB, 1968. F (Electronic States and Optical Transitions of Color Centers, în: Physics of Color Centers, ed. WB Fowler (Academie Press, Inc., New York).
Fritz, B. 1 Lüty și J. Anger, 1963, Z. Physik 174, 240.
Fritz, B., F. Lüty şi G. R\i s< h. (965, Phys. Stat Sol. 11, 635.
Frohlich, H., 1958, Teoria dielectricilor, ed. a II-a. (Oxford University Press, Londra). Fukuda, A., 1964a, Știința luminii 13, 64.
Fi kuda. A., K. Inohara şi R. Onaka, 1964b, J. Phys. Soc. Japonia 19. 1274.
Flkuda, A., 1964c, J. Spectroscopical Soc. Japonia 12, 201 și comunicare privată. Fumi, FG și MP Tosi, 1964, J. Phys. Chim. Solide 25, 31.
Gehrer, G. și H. Langer, 1968, Phys. Scrisorile 26A, 232.
Gilbert, TL, 1967, funcții de undă nepublicate calculate cu programe de structură atomică dezvoltate de C. Froese Fischer [Frofse, C., 1965, Hartree-Fock Program with Configuration Mixing, University of British Columbia Computing Center Report].
Goto, T., T. Ishii și M. Ueta, 1963, J. Phys. Soc. Japonia 18, 1422.
Gourary, BS și F. J Adrian, 1957, Phys. Apoc. 105, 1180.
Gourary, BS și FJ Adrian, 1960, Wave Functions for Electron-Excess Color Centers in Alkali Halide Crystals, în: Solid State Physics, Voi. 10, eds. F. Seitz și D. Turnbull (Academie Press Inc,, New York).
Green L C.. N. C Johnson și EK Kolchin, 1966, Astrophys. J. 144, 369.
Guertin, RF și F. Stern 1964, Phys. Apoc. 134. A427.
Gyulai, Z., 1927, Z. Physik 46, 80.
Hartel, H. și F. Lüty, 1964. Z Physik 182, 111
Hartree, DR, 1957, The Calculation of Atomic Structures (John Wiley and Sons, Inc., New York).
Hassé, HR, 1930, Proc. Cambridge Phil. Soc. 26, 542.
Hassé, HR, 1931, Proc. Cambridge Phil. Soc. 27, 66.
Heilmann, H., 1935. Acta Physicochimica URSS 1, 913.
Hellmvnn, H. 1936. Acta Physicochimica URSS 4, 225.
Herman, F. și S. Skillman, 1963, Atomic Structure Calculations (Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, NJ).
Herring, C., 1956, Theoretical Ideas Pertaining to Traps or Centers, în: Photoconduct-tivity Conférence, eds. RG Breckenridge şi colab. (John Wiley and Sons, Inc., New York) p. 81.
Hirai, M., 1960. J. Phys. Soc. Japonia 15, 1308.
Iadonisi, G. şi B. Preziosi. 1967, Nuovo Cimento B48, 92.
Kleefstra, M., 1963, J. Phys. Chim. Solide 24. 1567.
Klein, M V., SO Kennedy. T. L Gie și B. Nunta, 1968, Mat Res. Taur. 3, 677. Kleinschrod, FC. 1936. Ann. Physik [5] 27, 97.
Klick, CC, DA Patii rson și RS Knox, 1964, Phys. Apoc. 133. A1717.

Kohn, W., 1957, Shallow Impurity States in Silicon and Germanium, în: Solid State Physics, Voi. 5, eds. 1 Seitz și D. Í "rnbull (Academie Press Inc., New York).
Kohn, W. și 1 J. Sham, 1965, Phys. Apoc. 140, Al 133.
Konitzer, JD şi JJ Markham, 1960, J. Chem. Fiz. 32.843.
Kostlin H., 1967, Z Physik 204, 290.

Kronig, K. de l și H. A Kramers, 1928, Z. Physik 48, 174.
Kuhn, 1. şi F. Lüty, 1964, Solid State Comm. 2, 281.
K< RZ, < i , 1969a, Phys. Stat. Sol. 31, 93.
K i RZ, (. . 1969b, Phys. Stat. Sol. 32, 91.
Lx, SY și R II. Bartram 1966, Phys. Apoc. 144 670.
Lax, M., 1952, J. Chem. Fiz. 20, 1752.
eu ex. M., 1956, The Influence of Lattice Vibrations on Electronic Transitions in Solids, în: Photoconductivity Conférence, eds. RG Breckenridge şi colab. (John Wiley and Sons, Inc, New York) p. 111
Lefii. H și G Schi iz, 1966, Z. Physik 192, 299.
Lorentz, HA 1909. The Theory of Electrons (BG Teubner Leipzig; a 2-a ed. retipărită de Dover Press, New York, 1952).
Lowdin, P.-O., 1956. A Ivan Phys. 5. 1.
Llckfn, EAC, 1969, Nuclear Quadrupole Coupling Constants (Academie Press, Ltd, Londra).
Lüty, F., 1960, Z. Physik 160. 1.
Li γυ, 1 .. 1961. Z. Physik 165, 1 7.
Li ΓY, F , 1962, Habilitationsschrift (nepublicat. Stuttgart).
I ■ iY, F . 1968, F at intră în Alkali Halide Crystals, în: Colour Centers in Alkali Halides, ed V B. Fowler (\ cademic Press, Inc., New York).
Maier K. și W Gebhardt, 1968, Phys. Stat. Sol. 27, 713
Markham, I J. şi J. D. Konitzer, 1961. J Chem. Fiz. 34. 1936.
Markham, I. L, 1966, F-Centers in Alkab Halides (Academic· Press, Inc., New York) p. 34. Martienssen, W. și H. Pick, 1953, Z. Physik 135, 309.
McClure, DS, 1959, Spectre electronice de molecule și ioni în cristale, partea a II-a, în: Sohd State Physics, voi. 9, eds. F. Seitz și D. Turnbull (Academie Press, Inc., New York) p. 399.
Mollwo, 1 1934a, Nachr. Gesell. Wiss. Gottingen, Il Math.-Physik KL, NI 1, nr. 6, 79.
Mollwo, E și W. Roos, 1934b, Nachr. Gesell. Wiss. Gottingen, Math.-Physik KL, NF 1, nr. 8, 107.
Moττ, NF și M J. Littleton, 1938, Trad. Faraday Soc 34, 485.
Moττ. NF și RW Gurney, 1948, Electronic Processes in Ionie Crystals, ed. a II-a. (Oxtord University Press, Londra).
Morse. P.M. L \. Young și E. S Haurwitz, 1935, Phys. Apoc. 48, 948.
Morse PM și H Yilmaz, 1956, fabule pentru determinarea funcțiilor de unde atomice (Technology Press of MI Γ. Cambridge, Mass.).
Nxkvzxwx, F. şi H. K xnzaki, 1965, J. Phys. Soc. Japonia 20, 468.
Nakazawa. F şi H. Kxnzaki, 1967. J Phys. Soc. Japonia 22. 844.
Ohkura, IL. 1957 J. Phys. Soc. Japonia 12. 1313.
Onaka, R I. f-ι HTA și A Fukuda 1963, J. Phys. Soc. Japonia 18, Suplimentul II. 263. Onsager, L . 1936. L Am. Chim. Soc. 58, 1486.
Page, L J., J. StRoziER și L H. Hygh, 1968, Phys. Apoc. Scrisorile 21, 348.
Panofsky, WK H. și M. Phillips, 1955, Classical Electricity and Magnetism (Addi-son-t\ vsley Publishing Co.. Reading, Mass.) §2-3.
Paus, HJ și K Ehommen, 1963, Phys. Scrisorile 5, 315.
Paus, H 1 şi F. Lüty, 1965, Phys. Stat. Sol. 12, 341.
Paus, H J. și 1 Li ty, 1968, Phys. Apoc. Scrisorile 20, 57.

Paus, HJ. 1969, Z. Physik 218, 56.
Pkls. HJ, 1971, comunicare privată.
Petroff, St., 1950, Z. Physik 127, 443.

PhelIs, FT, 1963, Bull. Am. fizică societate 8, 340, rezumat L14.
ciuguli H., 1938, Ann. Fizica [5] 31, 365.
ciuguli H., 1939a, Ann. Fizica [5] 35, 73.
Pick, H., 1939b, Z. Physik 114, 127.
Pick, H., 1940, Ann. Fizica [5] 37, 421.
Pick, H., 1962, Constante optice ale substanțelor solide selectate, în: Landolt-Bornstein Numerical Values y Functions, Vol. Il, eds. J. Bartels şi colab., 6thed. (Springer-Verlag, Berlini partea 8, pp. 405-433.
Pick, H., 1965, rezultat exact. Naturw 38, 1.
Pick, H,, 1972, Structure of Trapped Electron and Trapped Hold Centers in Alkali Halides, în: Optical Properties of Solids, ed. F. Abelès (North-Holland Publishing Co., Amsterdam), p. 653.
Rauch, C J. și C V. Hfer, 19 ani? fizică Apoc. 105, 914.
Rigden, JD, 1961, Phys. Apoc. 121, 357.
Rockstad, H., 1965, Phys. Rev. 140, A311.
Rosenfeld, L., 1951, Theory of Electrons (North-Holland Publishing Co., Amsterdam).
Schiff, LI, 1968, Mecanica cuantică, ed. a III-a. (McGraw-Hill, Inc., carne de porc nouă).
Schulman, JH și WD Compton, 1962, Color (intră în Solids (Pergamon Press, Inc., New York).
Scott, AB și WA Smith, 1951, Phys. Apoc. 83, 982.
Scott, AB, 1955, Nuovo Cimento Suppl. [10] 1, 104.
Scote. AB şi ME Hills, 1958, J. Chem. Fiz. 28, 24.
Seidel, H. și HC Wolf, 1968, ESR și ENDOR Spectroscopy of Color Centers in Alkali Halide Crystals, în: Physics of Color Centers, ed. WB Fowler (Academie Press, Inc., New York) cap. 8.
Seitz, F., 1938, J. Chem. Fiz. 6, 150.
Seitz, F., 1940, Modem Theory of Solids (McGraw-Hill Book Co., Inc., New York).
Seitz, F., 1946, Rev. Mod. Fiz. 18, 384, în special p. 390.
Seitz, F., 1954, Rev. Mod. Fiz. 26, 7.
Shockley, W.. 1946, Phys. Apoc. 70, 105.
Silsbee, RH, 1956, Phys. Apoc. 103, 1675.
Slater, IC, 1951, Phys. Apoc. 81, 385.
Smakula, A., 1930, Z. Physik 59, 603.
Smith, DY, 1965a, Phys. Rev. 137, A574.
Smith, DY și G. Spinolo, 1965b, Phys. Apoc. 140. A2121.
Smith DY, 1967, calcule inedite.
Smi i il D. Y ind DL Dexter, 1968a, Bull. A.m. Fiz. Soc. 13.439, Abstract DJ4.
Smith, D Y. și D. L Di ·· ier, 1968b, Simpozionul internațional despre centrele de culoare în halogenuri alcaline, Roma, 1968 (nepublicat) Rezumat 172.
Smith, DY și DL Dexter, 1969, calcule nepublicate.
Sommerfeld, A. și H. Bethe, 1933, Elektronentheorie der Metalle, în: Handbuch der Physik, Voi. 24/2, eds. H. Geiger și K Scheel, ed. a II-a. (J. Springer, Berlin) Sec. 9-c.
Spinolo, G. și DY Smiih, 1965, Phys Rev. 140, A2117.
Stasivv, O., 1932, Nachr. Gesell. Wiss. Gottingen, H Matematică-Fiz. Kl. 3, nr. 26.
Strozier. J. și BG Die κ, 1969. Phys. Stat. Sol. 31, 203.
Sugiura, Y., 1927, J. Phys. Radio 8, 113.
Taylor, BN. WH Parker și DN L kngfnberg, 1969. Rev. Mod. Phys 41, 375, în special Tabelul XXXII.

Tessman, JR. AH Kahn și W. Shockley, 1953, Phys. Apoc. 92, 890.
Timusk, Г. şi W. Martienssen, 1963, Z. Physik 176. 105.

Tomiki, T., 1959a. J. Fiz. Soc. Japonia 14. 1114.
Tomiki, T., 1959b, J. Phys. Soc. Japonia 14, 1243.
Tomiki, T., 1960, J Phys. Soc. Japonia 15, 488.
Tosi, MP şi 1 G. 1 umi, 1964, J. Phys. Chim. Solide 25, 45.
Nevândut, A., 1955, Physik der Sternatmosphăren, ed. a II-a. (Springer-Verlag, Berlin) p. 350.
Van Vleck, JH, 1932, Teoria susceptibilității magnetice și electrice (Oxford University Press, Londra).
Van Vleck, JH, 1940. Analele NY Acad. Sci. 40, 293.
Wagner. W -U., 1964, Z Physik 181, 143.
West, RC, editor, 1970, Manual de chimie și fizică, a 5-a ed. (The Chemical Rubber Co.. Cleveland).
Wilson, A H., 1953, Teoria metalelor, ed. a II-a. (Cambridge University Press, I .ondon).
Witt, H., 1952, Nachr. \kad. Wiss. Gottingen, Il Math.-Physik Kl, 17.
Wole, KL și KF Herzfeld, 1928, Absorption und Dispersion, în: Handbuch der
Physik Vol. XX, eds. H Geiger și K Scheel (J Springer, Berlin) p. 480.

VI

MODULAREA ȘI DEFLEXIA LUMINII ELASTOPTICĂ

DE
E. K. SITTIG
Bell Téléphoné Laboratories, Incorporateci,
Murray Hill, NJ, SUA

CUPRINS

§ 1. Introducere

Observația că mediile transparente prezintă variații ale indicelui de refracție la aplicarea tensiunii elastice datează din secolul trecut, când Toepler, în jurul anului 1870, a făcut vizibile undele sonore în aer prin metoda lui Schlieren. Că stresul elastic induce sau provoacă modificări ale biréfringentei mediilor solide era deja cunoscut de Brewster în 1815. Ambele aceste fenomene sunt, desigur, aspecte speciale ale elastoopticii, care se ocupă în general de variațiile induse în indicatorul de refracție a unui mediu transparent de stres. câmpuri. Biréfringenta la stres, in special, a fost un instrument de inginerie de multi ani.

După apariția electronicii modem în anii treizeci, elastooptica a căpătat noi dimensiuni. Cu ajutorul traductoarelor piezoelectrice se pot produce unde ultrasunete în intervalul de frecvență de peste 1 MHz,

inducând gradienți de indice de refracție suficient de mari pentru a vizualiza câmpurile sonore în, de exemplu, apă destul de ușor, cu ajutorul opticii Schlieren. Astfel, fasciculele de sunet, fenomenele difractive etc. ar putea fi demonstrate cu un contrast bun. Brevetele privind modularea luminii cu ultrasunete folosind această metodă au început să apară în jurul anului 1932. În special, s-a dovedit posibilă stocarea unei întregi linii TV într-o celulă de apă prin antrenarea traductorului atașat la celi cu semnalul TV. Modulația indexului rezultată ar putea fi apoi creată de Schlieren și a constituit baza dezvoltării unui sistem de proiecție TV la Scophony Ltd., descris printre alții de Okolicsanyi [1937].

Pe baza unei predicții a lui Brillouin [1922], Debye și Sears [1932] și Lucas și Biquard [1932] au arătat că o undă sonoră poate servi și ca o rețea de fază pentru a difracta lumina. Variind frecvența undei sonore, unghiul de difracție ar putea fi variat în consecință. Pentru a obține un număr mare de poziții rezolvabile cu această tehnică a fost nevoie de un număr mare de „rătări fine”, adică unde sonore în deschiderea optică și iluminarea lor coerentă. Astfel, a fost nevoie de laserul ca sursă de lumină și de evoluția tehnologiei ultrasonice în domeniul de frecvență dincolo de 100 MHz înainte ca această abordare să se maturizeze în furnizarea de dispozitive utile din punct de vedere tehnologic. Acești „deflectori difractivi elastooptici” sau „deflectori acustooptici” au

au atins recent niveluri de performanță care le oferă avantaje distincte față de alte forme de deviație nemecanică a luminii, astfel încât discuția de urmat se va concentra asupra lor.

Bergmann [1954] a revizuit lucrările multor autori care au contribuit la înțelegerea efectelor de difracție de la rețelele de fază generate ultrasonic, înainte de apariția laserului. O revizuire ulterioară a lui Quate et al. [1965] a rezumat fenomenele difractive cu accent pe aspectele teoretice. Într-adevăr, până atunci domeniul era dominat de interesul pentru împrăștierea Brillouin în cristale și lichide transparente. Astfel, accentul a fost pus pe difracția de la fononi incoerenți la frecvențe de peste 1012 Hz. În acel moment, traductoarele piezoelectrice cu peliculă subțire au deschis o modalitate de a produce cu ușurință surse de sunet coerente cu irecvențe de peste 109 Hz, astfel încât să poată fi produse unghiuri de difracție de câteva grade, deși cu o eficiență de difracție scăzută și chiar și așa necesitând puteri mari de intrare electrice. traductoare. Tehnica de deviere și modulare a fasciculelor laser folosind difracția Bragg a fost dezvoltată la începutul anilor șaizeci, în special de Gordon [1966] și de Korpel și colab. [1966]. Lucrările lor rezumă și fac referire la munca lor anterioară. De atunci, materialele îmbunătățite și tehnologia traductoarelor au condus la obținerea unei eficiențe de difracție ridicate la puteri reduse de intrare a traductorului. Acest lucru permite deviații aleatorii în câteva sute de poziții în câteva microsecunde, astfel încât, de exemplu, afișajele televizorului etc. pot fi realizate cu deflectori difractivi. Cu această tehnică pot fi obținuți și modulatori cu timpi de creștere de câteva nanosecunde.

Spre deosebire de dispozitivele difractive, modulatoarele sau deflectoarele elastooptice refractive și biréfringente au găsit o aplicație redusă în comparație cu omologii lor electrooptici. Motivele

pentru aceasta vor fi discutate. Ele derivă, în esență, din limitările de viteză ale undelor sonore în comparație cu undele electromagnetice. Secțiunile care urmează vor trata pe scurt proprietățile tensorului efectului e-lastooptic și vor discuta câteva materiale utile pentru aplicarea în dispozitive. Apoi vor fi tratate unele aspecte comune tuturor dispozitivelor elastooptice și vor fi discutate limitele fundamentale ale abordărilor refractive și biréfringente. Restul lucrării se va ocupa de deflectorii și modulatorii difractivi, designul acestora, limitările și problemele tehnologice.

§ 2. Teoria fenomenologică a elastoopticii

Această secțiune servește ca o scurtă prezentare a definițiilor variabilelor electrice, optice și elastice, tensorii proprietăților materialelor și relațiile constitutive dintre acestea care intră în descrierea efectelor elastooptice. A

o descriere mai detaliată poate fi găsită în secțiunile corespunzătoare ale cărților lui Nye [1967] și Born and Wolf [1965] și despre elasticitate și pi-ezoelectricitate în recenziile lui Thurston [1964], Berlincourt și colab. [1964] și McSkimin [1964] și referințele date acolo. O relatare foarte lizibilă a propagării undelor elastice a fost dată de Mason [1958]. Nelson și Lax [19711 au prezentat o teorie a efectului eleastooptic derivat din electrodinamica neliniară clasică.

2.1. RELAȚII DIELECTRICE ȘI OPTICA ÎN CRISTALELE

În cele ce urmează, vom limita discuția la materiale nemagnetice și neconductoare, deoarece celelalte prezintă rareori o transparență optică ridicată în domeniul vizibil și în infraroșu apropiat. În plus, presupunem că mass-media sunt omogene.

Câmpul electric E, polarizarea P și deplasarea D, toți vectori, respectă atunci relațiile constitutive

D = s0E+P

P = ε0Z*' '

ε0 = 8,85 pF/m fiind permisivitatea în spațiul liber și χ tensorul de susceptibilitate. Henee în reprezentarea componentelor și cu însumarea peste indicele repetate presupuse,

= ε0ε0·E,., í,/ = 1, 3.(2.2)

Tensorul de permitivitate εí; este, în lipsa pierderilor, hermitian, adică ε,·7· = ε* asteriscul care indică conjugatul complex. În mediile fără activitate optică sau rotație Faraday, permisivitățile ε,·7· sunt reale și henee £.. = Ej. (Born and Wolf [1965] Cap. 14). Cele șase permisivități rămase pot fi apoi reduse la trei prin transformarea adecvată a sistemului de coordonate pentru a obține permisivitățile principale.

fin = ε(·; £ij = 0 pentru i / j (2.3)

iar principalii indici de refracție иг via

= ε?.   (2,4)

Aceste trei componente definesc semiaxele elipsoidului reprezentativ cunoscut sub diferite nume, cum ar fi „indicatrix", „elipsoid index" sau „elipsoidul valului normal":

2 22
X,+J', + f = l (2,5)
'T »2«3

Un fascicul de lumină incidentă având un vector de undă k în mediu se poate propaga cu direcții de polarizare care sunt obținute ca axele unei elipse rezultate din intersecția unui plan normal la k cu elipsoidul. Indicatorul poate fi găsit pentru toate clasele de cristale, dar în sistemul triclinic și mono-clinic direcția axelor principale depinde de valorile reale ale celor șase componente ε,·7· și poate exista dispersie a direcțiilor axelor ca precum și a indicilor principali dacă ε;?· prezintă dispersie. În clasele cu simetrie mai mare, axele principale indică în axele de simetrie cristalografică corespunzătoare, indiferent de valorile reale ale ε,-j. În clasele trigonal, tetragonal și hexagonal doar două valori independente ε;; există și indicatrixul este un elipsoid al revoluției. Materialele cubice și izotropice au un indicator sferic. Henee, elipsa de intersecție poate, în general, să degenereze într-un cerc pentru două direcții separate ale lui k care definesc astfel axele optice ale cristalului „biaxial”. Poate face acest lucru pentru o singură direcție în clasele trigonale, tetragonale și hexagonale care coincide cu direcția uneia dintre axele principale din aceste cristale „uniaxiale”. Clasele cubice sunt izotropice optic, la fel ca, desigur, solidele și fluidele izotropice.

Nye [1967, cap. 14] a dat un tratament al activității optice. El afirmă că, pentru propagarea în afara axelor optice în cristale uniaxiale și biaxiale, efectul activității optice se ridică la o mică perturbare asupra birefringenței statice și, prin urmare, este relevant în practică doar pentru propagarea pe axă sau în medii izotropice optic. În acest caz, dacă nt și «r desemnează indicii de refracție pentru undele polarizate circular rotative stânga și righi și ïï indicele mediu, expresia («z—zzr)/ñ este de obicei găsită a fi de ordinul 10-4. Nu se poate aștepta ca variațiile induse de deformare ale acestei expresii să conducă la efecte comparabile în magnitudine cu cele obținute prin modularea directă a indicilor de refracție. Acest lucru justifică neglijarea activității optice în discuția de la folio vv.

Efectele electrooptice și elastooptice constau în variația tensorului de permitivitate și a componentelor indicatricei prin câmpuri electrice aplicate sau respectiv deformații elastice. În cristalele care prezintă piezoelectricitate cele două efecte sunt cuplate. Înainte de a formula relații constitutive, trebuie să ne ocupăm de relațiile elastice.

2.2 RELAȚII ELASTICE ȘI SUNET ÎN CRISTALE

Într-un mediu elastic, o deplasare и = (ur, u2, w3) a unui punct P de coordonată X = xi,x2,x3 determină o deplasare u + διι a unui punct vecin Q(x + ôx) care poate fi determinată în cadrul aproximare liniară prin primul termen al unei expansiuni Taylor. Este obișnuit să urite

VI. §2]

2Síy = ÔuJdxj + ÕUj/õxA

2И = õUilõXj — õuj/SxJ ' · ■ ·'17

în termenii cărora se obține pentru componentele lui ôu, însumarea peste indicele repetate fiind implicită,

5u¡ = (Sij + ílij^Xj. (2.7)

Motivul pentru care faceți acest lucru este că se poate demonstra că termenii 51H S22, 533 sunt deformațiile extensiale (alungirile) unui element de volum cubic de-a lungul axelor xt, x2, x3 și S¡j pentru i ψ j sunt deformari de forfecare (deformatii unghiulare) in planurile definite de x,, xy. De asemenea, poate fi arătat că este proporțional

cu rotațiile rigide în jurul normaisului față de planurile (x;, xj. Din definiții, este clar că tensorul S^ este simetric, adică,
= Sji și că tensorul Ω,-j este antisimetric, adică Ω,,· = — Qj¡.
Pentru deformarea elementului de volum sunt necesare tensiuni, acestea fiind definite ca forțe pe unitatea de suprafață care acționează asupra suprafețelor unui element de volum cubic. Din nou, avem tensiunile T¡¡ care acționează pe părțile laterale ale elementului și tensiunile de forfecare T¡j care acționează în direcțiile Xj pe planele ale căror puncte normale de-a lungul x¿. Considerațiile echilibrului momentului unghiular necesită ca 7T = T
j'
În orice cristal relațiile constitutive stres-deformare pot fi scrise ca
TtJ = cijklSkl; i,j,k,l = 1, . . ., 3 (2,8)
în care componentele tensorale elastice c¡jkl sunt constante în aproximarea liniară (deformare mică). Datorită simetriei T- și S-tensorelor, numărul de ciJkl independenți se reduce la 36 de la 81 și cerința ca energia
dlE = cwS„dS„ (2,9)
necesar ca un element de volum să fie străin o diferențială perfectă reduce acest număr și mai mult la 21. Pentru a nu fi nevoit să purtați subindice redundanți, se folosește adesea o notație matriceală comprimată care înlocuiește perechile de subscripte ij și kl cu subindice unice m, n conform schemei.
ij = 11; 22; 33; 23, 32; 31. 13; 12, 21 m = 1; 2; 3; 4;5;6.
Totuși, matricea astfel obținută nu se transformă ca un tensor, ci este stili simetrică, adică cm„ = cnm, care produce 21 de constante independente. Numărul acestora se reduce în continuare la aplicarea operațiilor de simetrie cristalină, până la trei pentru sistemul cristalin cubic, două pentru un solid izotropic și unul pentru fluide.

Complexitatea mai mare a relațiilor elastice se reflectă și în propagarea undelor elastice (sunete) în comparație cu undele electromagnetice. Aplicarea ecuatiilor. (2.6) și (2.7) la ecuația tensiunii de mișcare dă
põ2ujõt2 = ôTíjlõXj - cijklõ2uk/oxjõxl, (2.10)
p fiind densitatea si u¡ deplasarea. Se poate introduce o undă de deplasare plană cu frecvența unghiulară ω care se propagă în direcția dată de unda unitară vectoi Â cu viteza de fază v, adică.
exp Ll<')(t-Â x/u)] (2.11)
unde x este un vector care definește sistemul de coordonate din cristal și constantele arcului U¡. Asta da
(ciJkl ícjíci- pv2ôik)uk = 0 (2,12)
unde ôlk = 1 pentru / = k, ôik = 0 pentru z ψ k. Ecuațiile (2.12) sunt rezolvabile netrivial dacă
det (c ijkl kj K,-pv2ôik) = 0. (2.13)
Acest determinant admite trei soluții reale tq, i?2, ü3 care produc vectori de deplasare perpendiculari reciproci, niciunul neapărat paralel cu normala undei, astfel încât, în general, undele se propagă ca raze extraordinare și numai pentru direcții speciale, echivalente cu axele optice, aceste deplasări fac aceste deplasări. descrieți o undă pur longitudinală și două pur transversale cu polarizare ortogonală care se propagă ca raze obișnuite. O tratare detaliată a acestui subiect a fost făcută de Farnell [1961] și Fedorov [1968]. Echivalentul indicatricei este în general considerabil mai complicat decât un elipsoid.

2.3. PIEZOELECTRICITATE

Toate clasele de cristale care nu posedă un centru de simetrie cu excepția grupului (432) sunt piezoelectrice, adică produc o deplasare electrică la aplicarea unui străin. Relaţiile constitutive sunt

Tij = cfjkl^kl~ekij^k (2 14)

Dj ~ ejkl $kl + εo ε Jfc ^k · (2.15)

Superscriptul indică care variabilă este menținută constantă prin material în definirea constantelor elastice și a permisivităților. Există un număr de reprezentări echivalente pentru diferite opțiuni de variabile dependente care sunt enumerate de Berlincolrt și colab. [1964]. Din cauza diferitelor simetrii inerente, al doilea și al treilea indice al tensorului piezoelectric

ejkI poate fi contraeteci astfel încât să existe cel mult 18 constante independente care sunt reduse în continuare ca număr de simetriile cristalului. Piezoelectricitatea apare în considerarea dispozitivelor elastooptice în două aspecte: a) cuplează fenomenele electrooptice și elastooptice, b) este agentul care permite generarea de unde elastice prin aplicarea unui câmp electric pe o placă orientată corespunzător de asemenea. materiale care formează astfel un traductor.

2.4. RELAȚII CONSTITUTIVE ELECTROOPTICE ȘI ELASTOPTICE

Efectele electrooptice și elastooptice liniare rezultă din neliniarități în relația dintre polarizarea P și câmpul electric E. În mod obișnuit se introduce tensorul de impermeabilitate relativă B = ε-1, și se consideră doar mici modificări AB¡j în componentele sale, astfel încât doar primul ordin. termenii din câmpul electric E și străin 5 trebuie păstrați. Se obține astfel

ABU = rfjk Ek + p*jkl SÁ(= ABfj + ΔB* (2.16)

care defineşte tensorul electrooptic rljk şi tensorul elastooptic pijkl. Suprascriptele indică variabilele care trebuie menținute constante în definirea componentelor, deoarece E și S pot fi cuplate prin relațiile piezoelectrice ec. (2.14) și (2.15). Nelson și Lax [1971] au formulat relații aplicabile în prezența unei astfel de cuplari la efectul elastooptic creat de undele sonore. De fapt, se constată (de exemplu, Nye [1967]) că un efect electrooptic liniar există doar în cristale care sunt, de asemenea, piezoelectrice. Totuși, din cauza diferitelor constrângeri de simetrie asupra componentelor pfjk¡, acest lucru nu este valabil pentru efectul elastooptic care se găsește astfel în cristale nepiezoelectrice, solide izotropice și chiar fluide. Datorită simetriilor intrinseci, indicele jk în rijk pot fi contractați la m = 1, . . ., 6 lăsând cel mult 18 componente al căror număr este redus în continuare de simetriile cristalului. În mod tradițional, s-a presupus că pijkl poate fi, de asemenea, contractat topnm(/i, m = 1, . . ., 6) astfel încât să existe cel mult 36 de componente independente. Hence se găsesc adesea listări folosind notația contractată. Nelson și Lax [1970] au arătat, totuși, recent, pe baza electrodinamicii neliniare a cristalelor biréfringente, că acest lucru nu trebuie să fie adevărat. În tratarea lor, reprezentarea corectă este în termeni de gradienți de deplasare dw,/c>xfc, adică neglijând efectul electrooptic,

ΔB® = Ã-д, ^/a.xz (2.17)

astfel încât efectul depinde și de componentele rigide de rotație definite în ec. (2.6). Prin urmare

^ij Pijkl ^kl~k Pijkl ^kl

(2,18)

unde pijkl este simetric, dar p'ijkl este antisimetric la schimbarea κ și /. Experimentele lui Nelson și Lazay [1970] au demonstrat existența separată a efectului de rotație prin împrăștierea Brillouin în rutil. Din punct de vedere fizic, efectul apare din rotația biréfringentei cristalului într-un element de volum la aplicarea unui forfecare străin și este de așteptat să fie relevant doar în cristalele puternic biréfringente traversate de unde sonore transversale (de forfecare). În orice caz, din cauza simetriei ipotezei pijkl = pJikl rămâne valabilă, iar simetriile cristalului reduc în continuare numărul constantelor independente. Énumération de Nye [1967] folosește notația complet contractată pm„.

2.5. DESCRIERE SIMPLIFICATĂ: FIGURA ACUSTOOPTICĂ A MERITULUI

Având în vedere interrelațiile complicate cu toate componentele tensorilor de cristal, în majoritatea aplicațiilor practice, trebuie să recurgem la simplificări considerabile: dacă toți tensorii sunt pe deplin cunoscuți, se poate selecta vectorul de undă sonoră pentru a indica o „axă elastică” pentru a obține o puritate. undă longitudinală sau de forfecare și apoi selectați tipul de undă sonoră, polarizarea luminii și direcția vectorului undei pentru a obține un efect maxim. După ce am realizat acest lucru, se poate folosi o relație simplificată de efort-deformare cu o „constantă elastică efectivă” definită de

T=ce(iS (2,19)

rezultând o viteză de propagare v dată de

r2 = ceff/p, (2,20)

unde p este densitatea. Densitatea de energie în mediul solicitat este

PS
JE = TdS = |ceffS2 (2.21)
J o

cu referire la mediul nestresat. Densitatea puterii sonore este atunci energia care se propagă printr-o unitate de secțiune transversală în unitate de timp, astfel încât un fascicul de secțiune transversală A și viteza de propagare v transportă puterea.

Ps = 4JEc = i 1/,r3S2 (2,22)

Rețineți că, în prezența piezoelectricității, ceff și z depind și de condițiile electrice la limită impuse materialului.

La fel scriem

ΔB = Δ(1/η2) = (2,23)

având selectate componentele tensorale B = Bи, p = pi¡kl și 5 = Skl

în mod corespunzător și rețineți că pentru n = n0 + Δη și Δη < n0 luând derivata ecuației. (2.23) dă

Δη = —^riopS. (2,24)

Această modulație a indicelui, susținută pe o lungime de interacțiune L de-a lungul direcției de propagare a luminii, conferă luminii cu lungimea de undă în spațiul liber z0 o excursie de fază Δφ în raport cu un fascicul de lumină care a parcurs aceeași distanță într-un mediu cu indice de refracție n0. Aceasta este dată de

Δφ — 2πEΔη/λ0 = — Li>lpS'Â0 . (2,25)

În mod similar se obține pentru modularea de fază electrooptică

Δφ = —πEηIíΈ'λ0. (2,26)

Aceste două expresii sugerează o comparație a modulației de fază maximă realizabilă în oricare dintre clasele de dispozitive: în practică, S tinde să fie restrâns la valori mai mici de 10”3 prin apariția neliniarităților și oboselii. De asemenea, ruperea dielectrică limitează E la mai puțin de 107 V/m. Pinnow [1970] subliniază că în majoritatea materialelor p are valori între 0,2 și 0,5 și, conform lui Kaminow și Turner [1966] r depășește rar 10“11 V/m în materialele neferoelectrice. Hence pS și rE tind să fie limitate la valori sub 10~4.

Ecuația (2.25) poate fi specializată la o excursie în străinătate produsă de o undă sonoră care se deplasează într-un fascicul de secțiune transversală A = L · H, H fiind înălțimea perpendiculară pe direcțiile de propagare a luminii și a sunetului. Cu echivalentul. (2.22), atunci obținem

Δφ = π[2Pδ Lno p2/(/w3H2¿)]*. (2,27)

În conformitate cu Gordon [1966], Dixon [1967] și Pinnow [1970] și alții pe care îi definim

M2 = nop21pv3 (2,28)

ca „figura acustooptică a meritului” în sensul căreia

Δη = (M2PJ2L)* (2,29)

și

Δφ = π(2M,ΛT/H^)-. (2,30)

Forma lui M2, o cifră de merit dintre mai multe în uz, indică premiul ridicat acordat materialelor cu un indice mare de refracție și viteză scăzută a sunetului.

§ 3. Materiale pentru Dispozitive Elastiooptic

3.1. ABORDĂRI EURISTICE ALE SELECȚIEI MATERIALELOR

Un ghid pentru găsirea de materiale care au combinații de indice de refracție n, viteza sunetului v și constante elastooptice p pentru a produce valori mari ale M2 așa cum sunt definite de ecuația. (2.28) a fost publicat de Pinnow [1970]. În acest ghid, puținele cazuri sunt neglijate, în care un efect piezoelectric mare determină o cuplare puternică între efectele elastooptice și electrooptice. Pentru restul, sunt identificate clase de materiale în care să se caute, pe baza teoriilor adecvate existente separat pentru n, v și p.

Un tratament euristic al vitezelor sunetului se poate baza pe un model simplu, luând în considerare punctele de masă M distanțate la o distanță a, conectate cu arcurile constantelor de rigiditate C. Orice text adecvat, de exemplu, Kittel [1968] arată că viteza sunetului mult sub rezonanță cutoff este dat de

v = (Ca2;M)* (3.1)

astfel încât viteze scăzute ale sunetului ar fi de așteptat în substanțele în care M, fiind interpretat ca greutate moleculară, este mare. Cu toate acestea, pentru diferite grupuri de constituenți chimici, se poate aștepta ca C și a să difere din cauza modificărilor forțelor interatomice. Pinnow găsește o relație

log(y,'p)= — bM + d (3.2)

pentru a se menține destul de bine, unde p este densitatea, M greutatea atomică medie (greutatea moleculară împărțită la numărul de atomi pe moleculă) și parametrii b și d sunt constante într-o clasă de materiale cum ar fi oxizi, halogenuri alcaline, etc. Abaterile de la relație se corelează într-o oarecare măsură cu duritatea Mohs, la fel ca și absorbția sunetului. Această procedură prezice o viteză medie în

cristale care, strict vorbind, s-ar aplica unui agregat policristalin. Cu toate acestea, o metodă descrisă de Anderson [1965] prezice astfel de valori medii din datele cristalului și arată că variațiile anizotropiei ale vitezei sunetului rămân de obicei cu o abatere de 25% față de medie.
Indicele de refracție poate fi descris prin însumarea contribuțiilor la polarizabilitatea dielectrică într-un model de oscilatoare de rezistență sk și frecvențe de rezonanță vk conduse de o frecvență v, conducând la formula de dispersie a lui Sellmeier (Born și Woit [1965] p 96)

n2-l = £sfc/(v^-v2).   (3,3)
k

Ea duce imediat la așteptarea că indicele de refracție maxim pe care se poate spera să-l folosească la o anumită lungime de undă a luminii este predominant de-

determinată de locația celei mai apropiate margini de absorbție cu lungimea de undă mai scurtă. O teorie a lui Wemple și DiDomenico [1970] leagă această locație cu modelul electronic al benzii de energie a solidului și conduce la concluzia că în intervalul de lungimi de undă vizibile nu se poate aștepta niciun indice de refracție mai mare de 2,5 într-un material cu absorbție scăzută a luminii.
O teorie microscopică a efectului elastooptic se poate baza pe relația Lorentz-Lorenz (Born și Wolf [1965] p. 87) pentru polarizabilitatea dielectrică a în materiale izotropice optic.

1 n2—1
a =----------
AA n'+2

unde N este numărul de ioni punctiformi polarizabili pe unitate de volum și A o constantă. Practic, este de așteptat să existe o dependență de deformațiile de compresiune în toate materialele din variația corespunzătoare a densității numerice N. În plus, polarizabilitatea în sine depinde de distorsiunile câmpului electric local. O teorie adecvată a fost elaborată de Mueller [1935], dar este de valabilitate limitată în cristalele cu simetrie inferioară, deformare prin forfecare și legături covalente. Teoria recentă a lui Wemple și DiDomenico [1970] leagă variația permittivității la variațiile induse de deformare ale structurii benzii de energie electronică prin modelul Sellmeier, descriind astfel și dependența coeficienților^ de lungimea de undă a luminii (dispersie).
Pinnow [1970] alege abordarea Mueller: El discută influența compresiei izotrope asupra mediei p = \[px , +/η2 +т>iз) care poate fi separată de un termen care rezultă dintr-o creștere a densității de împachetare și unul datorat o modificare concomitentă a polarizabilității moleculare pe care o consideră că este o funcție a lui n și a ionicității legăturilor cristaline. Datorită distanței mari intermoleculare în lichide și a compresibilității lor mari concomitente, termenul de densitate de împachetare predomină. În cazul solidelor, în schimb, predomină variația polarizabilității moleculare și aceasta tinde să fie cea mai mare în cristalele ionice în comparație cu cele covalente. Pentru tulpinile de forfecare nu există nicio modificare a densității de împachetare, iar componenta adecvată /?44 apare exclusiv din modificările polarizabilității moleculare cu forfecare străină. Pinnow [1970] a investigat și a enumerat date privind un număr mare de

materiale și a clasificat astfel de materiale în termeni de compoziție chimică. Pentru domeniul vizibil, candidații potriviți se găsesc în principal printre oxizi și unele halogenuri și sulfuri. În infraroșu, substanțe precum GaP, Ge, As_2S_3 și o varietate de ochelari de calcogenură combină indicele de refracție ridicat cu o transparență adecvată.

Investigarea materialului cuprinde apoi următoarea procedură: Se determină domeniul spectral al transparenței optice, principala

indici de fracție și direcțiile acestora cu tehnici optice standard. Tehnica de determinare a componentelor tensorului elastic echivalează cu măsurarea vitezelor undelor sonore longitudinale și transversale polarizate ortogonal în diferite direcții principale ale cristalului. Este mult mai complicat decât în cazul optic. Componentele tensoarelor elastooptice sunt determinate pentru selecții caracteristice de propagare a undelor sonore. O măsurare a eficienței de difracție a difracției Bragg (a se vedea §6) pentru diferite direcții de polarizare ale fasciculelor de lumină incidente și de ieșire permite apoi determinarea lui M2 a echivalentului. (2,28). O metodă elegantă de a realiza acest lucru a fost descrisă de Dixon și Cohen [1966]. În cele din urmă, odată ce toate componentele tensoarelor relevante sunt cunoscute, valorile optime ale lui M2 pot fi găsite prin recalculare pentru direcțiile de propagare a sunetului și a luminii rotite corespunzător. Este clar că numărul mare de constante implicate militează oarecum împotriva utilizării cristalelor cu simetrie scăzută.

3.2. DATE A MATERIALELOR Γ L AS ΓOOPTIC

O listă cuprinzătoare a datelor materialelor fotoelastice cunoscute în prezent a fost pregătită de Pinnow [1972], cuprinzând liste mai vechi ale lui Dixon [1967],

Ί

Covoraș elastooptic selectat

Material Punct gioupDensity plgcm 3]Interval de transparență fpm]Polarizare și direcție undei sonoreSound ' ü[mm
Silice topită 2.200.2-4.5lung.5.9*
(SiO_2) forfecare.3.7
Apa HO 1.00.2-0.9lung.1 5
d2o 1.160.2-1.8
a-HIO_3 2224.630.3-1.8lung. 2.4
$PbMoO_4$ 4/m6.950.4-5.5lung. [00j]3,6
LiNbOj 3 m4.70.5-4.5lung. [1120]6,5
TiO_2 4mmm4.260.45-5.5lung. [1120]718
TeO_2 4226.120.35-5.0lung. [001] 4.2
forfecare. [110]0 6
GaP 43m4.130.6-10.0lung. [110]6.3
forfecare. [100]4. li
As_2S_3 sticla 3.20.6- 11.0lung2.6
Ge33Se55Asi2 sticla 4.41 0 14.0lung.2 5
Ge m3m5.322.0-20.0lung. [111]5.5
forfecare. [100]3.5
Te 326.245.0-20.0lung. 11120]2.:

Spencer şi colab. [1967], Reintjes și Schultz [1968] și alții. O listă a formelor pe care le asumă matricea elastooptică pmn pentru diferitele clase de cristale a fost dată de Nye [1967].
Cu toate acestea, pentru a fi util pentru aplicații practice, un material trebuie să îndeplinească și o serie de condiții suplimentare:
(a) Absorbția luminii și a sunetului trebuie să fie scăzută. În afară de motivele evidente, încălzirea internă produsă de acestea la niveluri de putere mai mari provoacă neomogenitate optică. (b) Deteriorările optice, efectele de fotocromie etc. trebuie să fie absente, (c) Materialul trebuie să aibă proprietăți tehnologice rezonabile și să fie disponibil cu o omogenitate optică adecvată.
O listă, luată din Pinnow [1972], a substanțelor care îndeplinesc mai mult sau mai puțin aceste criterii este prezentată în Tabelul 1. Pe lângă M2, sunt enumerate alte două figuri de merit utile în proiectarea modulatorului difractiv, ML și M2. Acestea sunt definite de
Mi = M2zw2; M3 = M2nv (3,5)
și sunt enumerate ca multipli M*, M*, M* ai valorilor corespunzătoare pentru silice topită, care are
m Pinnow [19721)
absorbție id t 500 MHz [dB/ns]   Polarizarea și direcția undei opticeLungime de undă de măsurare [pm]Indice de refracțieFiguri de merit
ЛЛ*   w3*
1,8   ±0,6331.461.01.01.0
1.120.310.2
75.   Il sau ±0,6331,336,110624
0,6   ±[010]0,6331,9813,655,032
1,2   I1 sau ± [100]0,6332,3915 323,724,9
<0,03   0,6332.208.34.67.5
± 0,6332,587,92,66,2
1,0   ±[010]0,6332,2718,522,825,6
3,0   ' sau L   8,852585,0
<1.0 il0.6333.3175.029.569.0
Il sau ± [010]   17 416,025,7
11,0 ±1,152,4678 <1230182,0
1 8 ||sau±1.062.753 0164.0128
4.2   II10.6401 270.0540.01 380.0
0,8   Il sau ±   182,0190,0308,0
!=« 10   1 in [0001]10,6■1 81 3202 9203 550

=■■ 7.S9x lu 7 [cm2sg '] M2 = 1,51 x 10_ 18[s3g-*] M3 = 1,29x 10_12[cm s2g-1].
Este evident că există materiale cu valoare mai mare decât cea a silicei topite. Apa lichidă și pentru o gamă extinsă de transmisie în infraroșu, D2O este, în plus, cunoscut că are un coeficient de temperatură zero al vitezei sunetului în jurul valorii de 7ГC. Are, totuși, o absorbție prea mare a sunetului pentru a fi util la frecvențe de sunet peste 30 MHz. Niobatul de litiu suferă deteriorări optice pentru lungimi de undă mai scurte decât roșul, iar acidul a-iodic este solubil în apă, chiar higroscopic și, prin urmare, este dificil de procesat și întreținut. Dezvoltarea recentă a deflectorilor și modulatorilor difractivi în domeniul vizibil sa concentrat, prin urmare, pe molibdatul de plumb. O discuție asupra proprietăților sale relevante de către Coquin și colab. [1971] indică, totuși, că are

coeficienți de temperatură destul de ridicati ai vitezei sunetului și indicelui de refracție. Pentru undele sonore longitudinale de-a lungul axei c se obţin dr/«odT
— — 16! ppmrC și perpendicular pe axa c d»/«0 dT = — 30 și
— 18 ppm/cC pentru raza obișnuită și, respectiv, extraordinară.
Aceasta înseamnă că excursiile de temperatură în deflectoarele difractive de înaltă rezoluție, unde c și n determină unghiul de deformare, trebuie limitate la câteva grade.

Măsurătorile asupra dioxidului de teluriu de către Uchida și Ohmachi [1970] indică faptul că în acest material poate exista o orientare cristalografică cu coeficient de temperatură zero al vitezei sunetului pentru undele de forfecare. Acest material este, de asemenea, de interes deosebit din cauza valorii foarte ridicate a lui M* care poate fi realizată pentru undele sonore transversale (de forfecare) de-a lungul direcției [110]. Acest lucru se datorează unei viteze transversale neobișnuit de scăzute a sunetului în această direcție care, la rândul său, merge împreună cu o absorbție a sunetului în mod corespunzător mai mare.

Perspectivele de evoluție a materialelor cu o cifră mare de merit par astfel să fie legate de compromisuri existente între viteza sunetului și absorbția sunetului, precum și indicele de refracție și gama spectrală de transparență. Încercarea de a atinge coeficienți elastooptici mai mari prin utilizarea efectelor feroelectrice sau feroelastice nu este probabil să ajute, deoarece aceste fenomene tind să prezinte pierderi de tip histerezis la schimbarea domeniului. Neliniaritatea și absorbția ridicată a sunetului este rezultatul probabil.

§ 4. Clasificarea Modulatorilor şi Deflectoarelor Elastooptice. Criterii generale

4.1. DESCRIERE ELEMENTARĂ

Modulatoarele și deflectoarele bazate pe modularea indicelui de refracție pot fi clasificate după cum urmează: După cum se arată în Fig. 4.1, presupunem fasciculul luminos, de obicei-

(a) REFRACȚIA
(b) BIREFRINGENCE
(C)
RAMAN — NATH
DIFRACŢIE
(SCHLIEREN)
LL
(d) BRAGG
DIFRACŢIE

Fig. 4.1. Tipuri de bază de modulatoare de lumină și deflectoare elastooptice. Un traductor lansează o undă sonoră în sus în mediul elastooptic. Un fascicul de lumină traversează regiunea izolată de la stânga la dreapta și provoacă refracția (a), o schimbare a vectorului de polarizare (b) sau difracția (c) și (d) datorită interacțiunii cu undea sonoră,

de secțiune transversală circulară cu diametrul D, pentru a traversa un mediu în care modulația indicelui este menținută pe o lungime de interacțiune L cu ajutorul unui traductor cu proprietăți încă nespecificate. Acesta este condus de un semnal electric. Următoarele categorii pot fi definite: Un deflector de refracție (Fig. 4.1a) ar

devia fasciculul de lumină printr-un gradient de indice stabilit pe mediu sau prin modularea indicelui de refracție al unei prisme. Într-un modulator de birefringență (Fig. 4.1b) birefringența indusă ar roti vectorul de polarizare al luminii incidente sau ar varia întârzierea între două componente ale acesteia. Prin utilizarea luminii incidente polarizate corespunzător și a unui analizor sau a prismei Wollaston la ieșire, se poate obține modularea sau deviația în două poziții. Într-un modulator optic Schlieren (Fig. 4.1c) lumina deviată de gradienții de index ar trece de un stop Schlieren care altfel ar bloca-o. În cele din urmă, într-un deflector de difracție (Fig. 4.1d), o modulație periodică a indicelui stabilită de o undă sonoră acționează ca un rețele de difracție de fază deviind fasciculul de lumină incidentă într-unul sau mai multe ordine de difracție.

Categoriile de dispozitive refractive și birefringente menționate au în comun faptul că modulația de fază spațială transmisă de un câmp electric sau elastic trebuie să fie sensibil constant pe diametrul fasciculului de lumină, astfel încât lungimea de undă a câmpului trebuie să fie mare în comparație cu diametrul fasciculului. Reversul este necesar pentru Schlieren și dispozitivele difractive. Prin filtrarea spațială adecvată a deflectoarelor fasciculului de ieșire pot funcționa întotdeauna ca modulatori. Acest lucru face ca în multe cazuri să nu fie necesară discutarea lor separat, deși detaliile de design pot diferi.
Câteva comparații fundamentale între dispozitivele electrooptice și elastooptice pot fi făcute în acest punct: O limită de bază a timpului de creștere a acestor dispozitive este stabilită de timpul de tranzit τ = D¡v pe care semnalul de modulare îl ia pentru a traversa diametrul fasciculului luminos D cu viteza v. Într-un dispozitiv electrooptic această viteză depășește 3 x 106 ms_1 chiar și în medii cu permitivitate foarte mare. Într-un dispozitiv elastooptic, această viteză este viteza sunetului care rareori depășește 104 msH în orice material cunoscut. Astfel, dispozitivele electrooptice refractive sau biréfringente au un avantaj de viteză de cel puțin 300 față de omologii lor elastooptici, toate celelalte lucruri fiind egale. Totuși, același lucru este valabil și pentru frecvențele semnalului necesare pentru a obține lungimi de undă de modulație comparabile care servesc drept linii de rețea în dispozitivele de difracție pentru a produce un unghi de difracție dat. Astfel, se pot realiza unghiuri de difracție de ordinul câtorva grade cu frecvențe bine accesibile din punct de vedere tehnic sub 1 GHz în deflectoarele elasto-optice pentru care aproape orice dispozitiv electrooptic ar necesita cel puțin 300 GHz. În consecință, dezvoltarea dispozitivelor elastooptice s-a concentrat pe abordările difractive din ultimii ani, în contrast cu situația dispozitivelor electrooptice. Unele excepții, de exemplu, Cohen și Gordon [1964, 1965] au vizat depășirea limitelor stabilite de traductoare la var.

4.2. CATEVA RELATII GENERALE

Dacă un deflector poate produce o variație a unghiului de deviere Δ0 ca răspuns la o variație a semnalului de intrare și 0min este unghiul minim rezolvabil, dispozitivul poate produce
K = MIθτia (4,1)
posturi rezolvabile sau sport. Dacă distorsiunile optice pot fi neglijate, 0min este o funcție a unghiului de difracție al fasciculului

luminos care traversează dispozitivul și a criteriului de rezoluție invocat pentru o anumită aplicație. Scriem, deci,

θmin = W (4,2)

unde λ este lungimea de undă în interiorul mediului de deflexie, D este diametrul fasciculului și R este un factor care depinde de geometria fasciculului și de rezoluție

criteriu. Deoarece toate unghiurile din interiorul mediului de deviere și din spațiul liber sunt pur și simplu legate de legea lui Snell, iar lungimea de undă din interiorul mediului cu indice n este $\lambda = \lambda 0/\eta$, $\lambda 0$ fiind lungimea de undă din spațiul liber, este suficient să luăm în considerare doar variabilele din interiorul mediu. De asemenea, deoarece cele mai multe aplicații ale dispozitivelor elastooptice se ocupă de controlul fasciculelor laser, de acum înainte vom lua în considerare doar fasciculele gaussiene cu lungimea de undă λ în mediu și diametrul taliei 2h'o pentru conturul de intensitate 1/e2. Conform lui Kogelnik și Li [1966], raza taliei vr(z) la o distanță z de poziția taliei este dată de w2(z)/wo = 1 + (λζ/πινο)2 (4.3)

iar unghiul de difracție a câmpului îndepărtat complet al conturului 1/e2 din Fig. 4.2 este dat de

До = 2λ/πυ·, (4,4)

Fig. 4.2. Definiții pentru un fascicul de lumină gaussian. Diametrul fasciculului D și raza taliei è 0 și unghiul de difracție în câmp îndepărtat β se referă la conturul de intensitate l/e2 al unui fascicul cu secțiune transversală circulară.

Dacă tăiem un astfel de fascicul în punctele 1/e2, adică alegem D = 2и'o, unghiul complet de difracție în câmp îndepărtat se lărgește la

Дс « 1,83Â/D (4 5)

la conturul 1/e2. Dacă centrul poziției adiacente este plasat în acest unghi, avem în mod evident R = 1,83 și intensitatea diafoniei în centrul unei poziții adiacente este în jos cu 8,7 dB. Pentru afișajele de tip TV poate fi aleasă distanța dintre dozatoare (R æ 1), dar pentru cerințe mai stricte de suprimare a diafoniei pot fi necesare R 2. Pentru mai multe detalii vezi Randolph și Morrison [1971].

Timpul minim de creștere al oricărui dispozitiv elastooptic este dat de timpul de tranzit τ al semnalului de deviere pe diametrul fasciculului D

τ = D/v (4 6)

și este, conform Fig. 4.2, minimizat dacă talia fasciculului este plasată în centrul lungimii de interacțiune L. Pentru alegerea specială

L = 2πH·5/ζ (4,7)

echivalentul (4.3) indică faptul că fasciculul se extinde la 1,4/4и'o la capetele regiunii de interacțiune astfel încât τ x 3w0/v. Astfel relația

L x 0.7т2г2M (4.8)

reprezintă o estimare pentru limita superioară a lungimii de interacțiune compatibilă cu varul de creștere a oricărui deflector elastooptic.

§ 5. Deviația luminii de refracție și birefringență

5.1. DEFLEXIA LUMINII REFRACTAI

Deviația de refracție a unui fascicul de lumină datorită gradienților de indice a fost deja descrisă și investigată de Lucas și Biquard [1932] și Nomoto [1937]. A fost folosit pentru scanarea sinusoidală a fasciculelor de lumină de către Giarola și Billeter [1963], Lipnick și colab. [1964, 1965], Aas și Erf [1964] și alții. DeMaria și Danielson [1966] au analizat și au demonstrat utilizarea undelor sonore cilindrice într-un mediu laser pentru a obține o acțiune a ghidului de undă optică care variază în timp pentru scanarea modului. Foster şi colab. [1970] a descris rețele de lentile de călătorie utilizate pentru a crește rezoluția scanerelor difractive. Deoarece viteza sunetului este neglijabilă în comparație cu viteza luminii, trasarea razelor se poate face ca și cum mediul ar avea variații staționare ale indicelui. Dacă un fascicul de lumină îngust traversează un mediu cu indice variabil spațial de re-

Fig. 5.1. Deviația de refracție a unui fascicul de lumină într-un gradient constant de indice de refracție direcționat de-a lungul axei т.

fracția nix, y, z) este deviată cu o rază de curbură dată de (Born și Wolf [1965] p. 124)

- = v grad log η (5.1)
r

unde v este vectorul unitar normal la direcția de propagare. Pentru un gradient de indice plan de-a lungul direcției г din Fig. 5.1 și fasciculul de lumină care se propagă în direcția z, aceasta devine

! = 'd" . (5.2)
rn dy

După ce a parcurs o distanță z, fasciculul de lumină este deviat de un unghi θ dat de

■ zz du
sin θ = - =--------. (5,3)
rn dy

Dacă variam n cu ajutorul unei unde sonore plane cu frecvența unghiulară ω = 2nf și lungimea de undă A care se deplasează în direcția y cu viteza de fază v, avem

η = η0 + Δη cos (cot —Ky); K = 2π/Λ; A = vif. (5,4)

Henee, după ce a parcurs distanța z = L în mediul de deviere, fasciculul luminos este deviat cu un unghi

sin θ x θ = θт sin (cot —Ky) (5,5)

unde se presupune Δ» C η0 şi

θт = KL An/n0 — (A/л)A(p/п0 (5,6)

este unghiul de deviere maxim în termeni de lungime de undă a luminii λ în mediul de deviere. Modulația indicelui Δμ sau modulația de fază Δφ este dată de ecuațiile. (2.29) sau (2.30). Pentru 0m 0,15, aproximarea unghiului mic este bună până la 1 %.

Prin urmare, fasciculul de lumină este deviat ca și cum o lentilă sinusoidală cu distanța dintre lentile A se mișcă cu viteza sunetului v. Calculele lui DeMaria și Danielson [1966] indică faptul că o aproximare cu lentile cilindrice este bună pentru o regiune de aproximativ ^A centrată pe maxima sau minimă a excursiei indicelui de refracție. Distanța focală a acestor lentile ar fi astfel

F = ±|Л/(0т sin |π) « 0.177Л/0т = (Л/22.6 L)(zz0/An) (5.7) dacă L F.

Dacă convergența fasciculului este atinsă în câmpul sonor (L ~ F).

Foster şi colab. [1970] găsi

F = $Λ(η0IΔη)* (5,8)
schimbarea fiind cauzată de căile razelor acum aproximativ parabolice. Dacă se dorește să folosească un astfel de dispozitiv pentru a vedea direcțional un fascicul de lumină, focalizarea și defocalizarea concomitentă cu schimbarea direcției afectează rezoluția. Pentru a face aberația de refracție egală cu limita de difracție a unui fascicul colimat coerent incident de lățime и'o, echivalând unghiul de focalizare 50 = D/F cu unghiul minim de rezoluție 0min al eq. (4.2) randamente
D2 = 0,177R 4z/0m (5,9)
pentru L << F ca diametru maxim utilizabil al fasciculului. R depinde de criteriul de rezoluție utilizat. Numărul de puncte rezolvabile N este atunci
N = θτ/θτiπ = OmD/XS (5.10)
factorul de siguranță S > 1 în funcție de R și de cerințele de liniaritate etc. necesare pentru o anumită aplicație. Combinăm ecuațiile. (5.9) și (5.10) 1o obține
N2 = O.1770mZ/ZS2 « (L/2)(An/n0)/S2. (5 11)
După cum s-a menționat în § 2 Δη/η0 tinde să fie limitat la valori sub 10-4 și, din alte motive practice, ¿/z poate depăși cu greu niciodată IO6, astfel încât numai de ordinul a 10 poziții pot fi rezolvate cu astfel de deflectoare.

5.2. MODULARE BIREFRINGENT

În analogie cu modulația birefringence electrooptică, modulația b¡re-fringence elastooptică poate fi obținută prin intermediul deformațiilor statice, deformațiilor oscilatorii sau undelor sonore. În timp ce răspunsul la deformarile statice și-a găsit un loc printre metodele de inginerie tradiționale, modularea birefringenței dinamice nu a fost aproape niciodată sugerată pentru aplicații, probabil din cauza existenței unor omologi electrooptici cu potențialul lor de viteză mai mare. Cu toate acestea, efecte electrooptice liniare utile pot fi obținute numai în cristale cu simetrie scăzută, dar dispozitivele elastooptice pot fi construite chiar și din materiale izotropice. Bonch-Bruevich [1956] a sugerat pentru prima dată utilizarea undelor staţionare într-o bară de izotropie rezonantă pentru modularea luminii şi a calculat adâncimea de modulaţie care poate fi obţinută. Kemp [1969] a sugerat utilizarea modurilor de rezonanță în barele de sticlă dreptunghiulare. Sittig [1970] a propus utilizarea modurilor de rezonanță plane-deformare în bare cilindrice, ceea ce a fost deja demonstrat de Bergmann [1949], deși nu a fost explicat în general, ceea ce a fost realizat de Bôhme și colab. [1960].
Argumentele relevante decurg după cum urmează. Într-un mediu izotropic, indicatricea și elipsoidul străin trebuie să aibă direcții ale axei care coincid cu

dicatrix fiind o sferă în starea nestrânsă. Un străin 5 uniaxial aplicat deformează această sferă într-un elipsoid de revoluție producând o birefringență («" — «')· Un fascicul de lumină care traversează materialul normal pe direcția străină întâmpină astfel o întârziere.
<5 = = — n^p^-p^S(5 12)
z z

între cele două componente polarizate în direcția străină și, respectiv, normală. Dacă direcția de polarizare a fasciculului incident de intensitate Z¡ este crescută cu un unghi φ în raport cu direcția străină, intensitatea Ie care iese dintr-un analizor încrucișat este (Born and Wolf [1965] p. 696)
le/Ij = sin2 2φ sin2 |<5 = |(sin2 2φ)(1 –cos <5) (5.13)
astfel încât modulația optimă se obține pentru φ = |π. Cu toate acestea, dacă 5 este aplicat ca undă sonoră
S = 50ej(<ot_Ky), (5,14)
h variază pe diametrul fasciculului luminos D. Pentru Λ y>> D această variație poate fi neglijată și obținem pentru φ = -|π
/e7; = |(1 – cos (<50 cos cot)) (5,15)
Unde
¿o = KPn –£12)^0 So&L. (5,16)
În acest caz elastostatic /e//¡ = 1 poate fi atins pentru <50 ¡i }π. Modulația intensității este neliniară.
În cazul general, variația de <5 de-a lungul diafragmei face ca adâncimea de modulație să fie redusă. Pentru o deschidere dreptunghiulară eq. (5.15) trebuie apoi înlocuit cu
1 /1 f4+D\
Ie í, = - I I--- cos<5(y, t)dy . (5,17)
2 'DJ -íd
Presupunând o undă sonoră staționară peste deschidere, putem scrie <5(y, t) = (<50 sin Ky) sin ωί și obținem, folosind o expansiune standard a funcției Bessel
00
21eЩ = 1 - J0(o)- Σ A«(«) sin {qKD^qKD) (5.18) «= 1
cu
a = δ0 sin cot.
Dacă KD este ales să fie un multiplu întreg al lui π, toți termenii din sumă dispar,

astfel încât
IJI; = Kl-J0(a)). (5,19)
Din nou, rezultă modulația neliniară, dar modulația maximă atinsă este dată de
/e/Л = 0,701 pentru n - 3,83 (5,20)
spre deosebire de cazul elastostatic. Din cauza cerinței de funcționare cu unde staționare, acest mod este utilizabil numai pe intervale înguste de frecvență de rezonanță. În utilizarea carcasei elastostatice, o adâncime mare de modulare este atinsă în practică doar pentru frecvențe sub 1 MHz, deoarece este necesar D Λ.

§ 6. Deviația luminii difractive

Spre deosebire de categoriile de dispozitive descrise în § 5, dispozitivele difractive sunt caracterizate prin utilizarea lungimii de undă sonore scurte în comparație cu diametrul fasciculului de lumină incidentă. Efectul undei sonore în mediul de deviere este apoi acela de a crea un rețele de difracție de fază care se mișcă cu viteza sunetului și cu o distanță între rețele egală cu lungimea de undă a sunetului. Efectul mișcării este o deplasare de frecvență a undei luminoase împrăștiate datorită efectului Doppler, care este mic, fiind de ordinul raportului dintre viteza sunetului și viteza luminii, adică % 10“5. În măsura în care locația liniilor de rețea poate fi considerată staționară în timpul de tranzit al luminii prin regiunea de interacțiune, teoria difracției din rețelele de fază staționară este direct aplicabilă. În special, există un grad ridicat de izomorfism cu

teoriile hologramelor de fază (Kogel-nik [1967, 1969]) și ale difracției de raze X în cristale (Batterman și Cole [1964]).
Teoriile generale ale difracției luminii prin unde ultrasonice au fost prezentate de Raman și Nath [1935, 1936], Extermann și Wannier [1936], Bhatia și Noble [1953] și alții. Această lucrare a fost revizuită de Born and Wolf [1965] și Quate [1965]. Un tratament mai recent bazat pe teoria undelor cuplate a fost dat de Klein et al. [1965] și Klein și Cook [1967]. Toate aceste tratamente se ocupă numai cu medii izotropice. Aceste teorii au fost punctele de plecare pentru o mare parte de investigații detaliate a proprietăților de propagare a sunetului în medii transparente, dintre care unele sunt enumerate în bibliografie.

6.1. SONDAJUL TEORIEI

Klein și Cook [1967] au început cu o ecuație de undă scalară pentru amplitudinea câmpului electric E a unei unde luminoase care se propagă într-un mediu spațial.

şi indicele de refracţie variabil temporal n(y, t), adică.

V2E = (»2(j, t)/c2)(d2E/5t2) (6.1)

unde c este viteza luminii în spațiul liber. Ei scriu indicele de refracție ca o expansiune Fourier

n(x, i) = n0 + £ Δη? sin [í/(Ωí- Kj')+<5J (6.2)
1

unde Ω și K sunt frecvența unghiulară și vectorul de undă al unei unde sonore care se deplasează în direcția .γ (Fig. 6.1), Δ/7? iar ôq fiind indicele de refracție

z

Fig. 6.1. Difracția unui fascicul de lumină incident sub unghi (f față de planul undei unei unde sonore. Unghiul de difracție de ordinul + 1 este egal cu 20B. Ordinea de difracție este indicată de un număr întreg p.

excursie și faza ei a componentei Fourier a ç-a. Amplitudinea luminii E este de asemenea extinsă în seria Fourier

E = ej0,í ¿ Ep(z) exp {j(pi2t —· r)}
p= - oc

unde pentru lumina incidenta la unghiul 0¡ fata de axa z

kp · r = k(z cos d¡ + y sin e¡) + pKy
(6,3)
(6,4)

și ω și k sunt frecvența unghiulară și numărul de undă al luminii. Această formulare echivalează cu o expansiune a undelor plane în ordine de difracție Fraunhofer cu indice p, lăsând regiunea de interacțiune cu unghiul de difracție fld dat de sin 0d-bsin = pKjk în Fig. 6.1. Introducerea ecuațiilor. (6.2)-(6.4) în (6.1) ei obțin, neglijând ordinul al doilea

și termeni mai mari, un set de ecuații cuplate diferență-diferențială pentru amplitudinile E . Pentru intensități moderate ale sunetului termenii de ordinul doi și superior din ec. (6.2) poate fi neglijat, astfel încât pentru variațiile indicelui sinusoidal dEp/dz + ^E^-EpjoML = jp<2(p-2a)/2L (6.5)

este multimea de rezolvat, subiectul la conditii de limita pentru z = 0:

Eo(0) = Eυ; Ep(0) = 0 loi p / 0.

Problema difracției este astfel văzută ca depinde de trei parametri Q, a
şi ψ În ceea ce priveşte „unghiul Bragg” 0B dat de
sin θв = K '2k = λ/2 i, (6.6)
unghiul de incidență 0¡ și excursia de fază Δφ a ec. (2.30), acești parametri sunt definiți de
ψ = Il \n cos i>, = A<p/cos0¡,(6 7)
2 = E2E/fc cos d¡ = 2λE sin 0B/cos,(6.8)
at = (—AK) sin il, = sin 0¡ (2 sin 0B).(6.9)
Din punct de vedere fizic, ψ poate fi interpretat ca o măsură a excursiei de fază transmisă undei luminoase la traversarea lungimii de interacțiune L și a ca o măsură a unghiului de incidență în unități ale unghiului Bragg. Parametrul O poate fi interpretat conform lui Adler [1967] ca o măsură a cantității unui fascicul de lumină cu o lățime egală cu [Л se răspândește prin difracție pe lungimea interacțiunii L. Astfel, dacă Q 1, această răspândire a difracției este mică și „ grătarul de fază subțire ține aproximativ. Pentru Q „J>> 1, există un rețea de fază „groasă” în terminologia holografiei. Se dovedește că cazurile Q 1 și Q 1 pot fi tratate analitic, în timp ce Q » 1 trebuie tratat prin proceduri computaționale .
Pentru Q -C 1 Klein și Cook au restabilit un rezultat găsit inițial de Raman și Nath [1935]. anume ca
/ ngaz\ /2iД . Qaz\
Ep = Eoexp -j —— j Jp I — sin ——j , (6.10)
Jp fiind funcția Bessel de ordin p. Definim ca eficiența de difracție ηρ pentru ordinul de adâncime, puterea de excitare în acea ordine împărțită la puterea incidentă în absența absorbției luminii în mediu, adică.
ηρ Ξ |Ep|2/|E0|2 = J2(<A sin B2α]/[12α]). (6 11)
Astfel rezultă o serie de ordine de difracție pozitive și negative. Dif

eficiența fracției este cea mai mare în primul rând și atinsă cu un Δφ minim pentru α = 0, adică unghiul de incidență zero d¡. Totuși, 0,348, maximul fiind atins atunci când argumentul lui Jl este egal cu 1,84. Astfel, cazul „Raman-Nath” nu este foarte avantajos pentru deviația luminii unde se dorește recuperarea cea mai mare parte a fasciculului incident într-o ordine difractată. Cu toate acestea, pentru modulația optică a luminii Schlieren, unde toate ordinele difractate pot fi recollimate sau îndepărtate prin filtrare spațială, modulația completă este obținută fie în ordinul zero, fie în toate ordinele de difracție mai mari combinate.
Pentru Q 1 Klein și Cook au rederivat un rezultat, deja obținut de Phariseau [1956], și anume că în vecinătatea lui a = |, adică pentru lumina incidentă la unghiul Bragg, se obține
41 = l-'lo = [(<A/2σ) sin σ]2 (6.12)
cu
σ = Hó2(1-2α)2 + (<A)2]< (6-13)
Pentru incidența exactă sub unghiul Bragg, a = £ sau 0-, = 0B, se are
= sin2 \ψ, (6.14)
iar toată puterea incidentă poate fi deviată în primul ordin pentru ψ = ¿π, puterea sonoră corespunzătoare fiind dată de ecuația. (2.30). Din acest motiv, dezvoltarea recentă a deflectoarelor de lumină difractivă a avut tendința de a se concentra pe această „difracție Bragg” și la fel au avut tratamente și recenzii mai recente, cum ar fi cele ale lui Cohen și Gordon [1965], Gordon [1966] și Dixon [1970].

Dacă i /   adică, d¡ ψ θв, factorul Δφ/2σ devine mai mic decât unitatea pentru toate
valorile lui ψ astfel încât nu este posibil să se atingă η1 — iar reducerea maximului obținut depinde de Q2(l — 2a)2 astfel încât selectivitatea unghiulară a randamentului de difracție crește cu Q. Klein și Cook s-au ocupat și de intervalul de tranziție Q 1 prin calcul numeric. Acest interval se caracterizează prin selectivitatea unghiulară scăzută a condiției de incidență Bragg și apariția unei multiplicități de ordine de difracție. Pentru eficiența de difracție a celor două prime ordine (p = + 1) în intervalul 1 Q 10 și pentru valori mici ale și ψ o expresie derivată de Rao și Murty [1958] dă din nou ecuația. (6.12), dar cu
σ = Q(l—p2a), p = +1 (6,15)
care pentru p = 1 este văzut a fi un subcaz al eq. (6.13). Acest caz a fost discutat în detaliu de către Parks [1969]

6.2. DESIGNUL BRAGG D£ FLEC I ORS ȘI MODULATORI

Tratamente detaliate ale dispozitivelor care utilizează difracția Bragg au fost date de Gordon [1966], Korpel și colab. [1966] și Maydan [1970], acesta din urmă concentrându-se pe modulatorii cu timpi de creștere în intervalul de nanosecunde.
Dacă Q este ales suficient de mare (> 10) pentru a face ecuația. (6.12) valabil, rezultă din ecuația. (6.13) că gama de unghiuri de incidență care permit o eficiență substanțială de difracție este mică în comparație cu unghiul Bragg. Difracția unei unde de lumină plană incidentă cu lungimea de undă de frecvență z¡ și a vectorului de undă kj de către o undă sonoră plană de frecvență Ω, lungimea de undă Λ și vectorul de undă K poate fi apoi descrisă prin relațiile „energie-impuls”
ωΛ = w¡±fí; kd = k¡ + K   (6,16)
pentru unda luminoasă difractată (wd, kd). Deoarece ιoά/ω = \+Ω/ω ~ 1 disper-

Fig. 6.2. Difracția Bragg a undelor luminoase plane de către o undă sonoră plană într-un mediu izotropic. Vectorii de undă ai undei sonore, ai undei luminoase incidente și ai undei luminii difractate sunt K, k¡ și, respectiv, ka.

se poate neglija și se are într-un mediu izotropic kd kt — k, iar henee din Fig. 6.2 condiția Brngg
sin = sin t/j = sin 0B = K 2k = z/2.1 = λ//2ν,   (6.17)
și întrucât sin θB trebuie să fie mai mic decât unitatea,/este limitat la frecvențe mai mici decât
/max = 2υ/ζ.   (6,18)
Pentru unghiuri mici, sin θβ л θв variază liniar cu z sau/ ceea ce sugerează că un fascicul de lumină monocromatic, colimat, poate fi deviat printr-un unghi variabil la modificarea frecvenței sunetului /. In orice caz. o consecință a ipotezelor inițiale este că numai acele componente direcționale ale luminii

și fasciculul de sunet interacționează care îndeplinesc cu rigurozitate condiția Bragg. Dacă unghiul minim de rezoluție 0min al fasciculului incident, dat de ec. (4.4) sau (4.3), este mic în comparație cu 0, este posibil să se varieze 0d într-un interval Δ0ά cu unghi de incidență constant 0¡ numai dacă fasciculul de sunet fie conține componente de

direcție adecvate în acest interval, fie dacă este direcționat pentru a menține = 0d. Acest ultim caz va fi tratat ulterior.
Cu definițiile de la § 4.2 și eq. (4.2), obținem pentru numărul de poziții rezolvabile obținute cu deflectorul la variarea frecvenței sunetului în intervalul Δ/a relație datorată inițial lui Gordon și Cohen [1965], adică.
N = A0d/0min = Δ/τ/Я, (6,19)
R 1 în funcție de criteriul de rezoluție ales pentru o anumită aplicație.
Nu este de dorit să se opereze orice deflector pe o gamă de frecvență mai mare de 2: 1 pentru a evita punctele parasite din domeniul de deflexie care sunt produse de armoniile sursei de antrenare sau de ordine de difracție reziduale mai mari . Henee Δ/ar trebui să fie centrat în jurul unei frecvențe f0 pentru care
(6,20)
/o 1-5A/.
SUNET
Fig. 6.3. Difracția Bragg a unui fascicul de lumină în intervalul unghiular 2(0H -$L) printr-un fascicul de sunet emanat de la un traductor de lungime L, înclinat cu un unghi (fi împotriva direcției fasciculului de lumină incident. To obțineți un răspuns direct egal al traductorul la unghiurile θн și 0L necesită (fi У- 0o.

Deoarece dorim să operăm cu un unghi de incidență fix 0¡ și direcție fixă de propagare a sunetului, condiția Bragg 0d = 0¡ poate fi îndeplinită numai de traductorul care emite sunet în toate direcțiile care bisectează unghiul dintre fasciculele incidente și cele deviate. Dacă lumina pătrunde de-a lungul axei z din fig. 6.3 și 0¡ desemnează unghiul de înclinare al normalului traductorului față de axa r, răspunsul direcțional al unui traductor dreptunghiular de lățime L la unghi.
(θ — θ^ din traductorul norma! în planul yz este dat de
Ps(0-0i)/Ps(O) = «'η2 x/x2 (6-21)
Unde
x = J-\/_ sin (0 — 0!) ~ π£(0 — 0JM. (6.22)
Acest răspuns este în scădere cu 1 dB de la maxim la 0 = 0] pentru xe = л-! = + 0,82 și mai jos cu 3 dB pentru xe = x3 = + 1,39. Ne dorim ca pentru frecvențele fL și fH de la capetele benzii de trecere
πΔ(0H —0J/ 1H = xe și æL(0l —0j)//lL = — xe. (6.23) Rezolvând aceste ecuații pentru L și 0j, folosind ecuația (6.17) și scriind
/l = /o-W și ,/h = Îo + W (6-24)
noi obținem
L = 2xer2 1 Vц+17) 4ver _____
πΛ /H-Л πζ/,,Δ/Ϊί-Δ/Wo)
și
0i = _/iî + /f' _ = 1+ A/'2
Oo /o(/h+7l) 4,/q
Deoarece din ec. (6.20) Δ///o este întotdeauna mai mic decât |, termenul Δ/2/4/θ poate fi neglijat în ec. (6,26). Alegerea xe = Xj dă astfel
L г r2 (ζ/0Δ/). (6,27)
Din eq. (6.26), deducem că vârful de răspuns nu apare exact la/ = f0 ci la frecvența puțin mai mare dată de/J/θ = 0γ/θo.
Rămâne determinarea puterii sonore Ps necesară pentru a obține randamentul dorit de difracție η la centrul benzii. Aceasta se obține din ecuațiile. (6.14), (6.7) și (2.30) sub formă

η = sin2 (P/Po)> (6,28)
unde pentru lumina cu lungimea de undă în spațiul liber z0 = ηλ și H fiind înălțimea fasciculului de sunet normală cu planul yz,
/■„ = 2Hζθ cos2 0¡/(n2LM2).
(6-2<>ì

Această expresie este normalizată convenabil la 20 = 0,6328 pm și M*2 așa cum este listat în Tabelul 1 pentru a da Po în s*att ca
Po = 54(20[pm] 0,6328)2 · H cos2 0¡¡(LM*:) (6,30)
Po în echivalentul. (6.29) poate fi mai întâi combinată cu ecuațiile. (6.19), (6.20) și (6.27):
Po = 3Hλ30 cos2 0¡ A2Я2/(τVЛI,) cu Mt = M2 п0 v2. (6,31)
Pentru un fascicul de lumină cu secțiune transversală circulară H = D și observând că timpul de tranzit τ este legat de D prin
DIt — vcosOí (6,32)
echivalentul (6.31) se transformă în
Po = 3Á¿ cos5 θi N2R2l(zn2M3) cu M3 = M2 · nor. (6.33) Astfel, cifrele de merit Mr și M3 deja menționate în § 3.2 ar trebui maximizate pentru deflectoarele cu N și r date proiectate conform relațiilor precedente cu eliptice (D / H) sau circulare (£) = H) secțiunea transversală a fasciculului de lumină, așa cum a subliniat Gordon [1966].
Inspecția eq. (6.28) arată că la Ps = Po aproximativ 71 % din lumina incidentă este deviată, dar că pentru Ps > Pa relația dintre η și Ps devine marcat neliniară: pentru a ajunge la η = 1 este nevoie de Ps/P0 ~ 2,5. În cazul în care distorsiunile termice și ale semnalului sunt îngrijorătoare, acest fapt poate face nerecomandabilă utilizarea randamentelor de difracție care depășesc 70 %.
Modulatorii Bragg pot fi priviți ca deflectori cu un singur punct rezolvabil corespunzător lui N = 1 în echivalentul. (6.19), astfel încât τ = P/Δ/ iar frecvența centrală/0 este dată de (6.20). Cu toate acestea, R trebuie să fie ales suficient de mare pentru a menține o separare între ordinul zero și fasciculele de lumină difractată adecvată pentru raportul pornit-oprit dorit. În plus, pentru timpii de creștere care se apropie de regiunea nanosecunde, traversarea oblică a fasciculului de lumină la unghiul Bragg prin câmpul sonor prelungește considerabil timpul de creștere în funcție de lungimea traductorului L, limitând L maxim utilizabil. Acest lucru duce la o putere acustică mare necesară. densități prin ec. (6,29). De asemenea, în încercarea de a face D mic, extinderea difracției în creștere a fasciculului de lumină limitează lungimea de interacțiune utilizabilă prin echivalentul. (4.22). În cele din urmă, cerința de a potrivi secțiunea transversală a fasciculului de sunet cu dimensiunile regiunii de interacțiune face ca unghiurile de difracție ale fasciculelor de sunet și de lumină să fie comparabile, astfel încât condiția eq. (6.8) este încălcat conducând la o eficiență de difracție oarecum redusă. Maydan [1970] a tratat acest caz în detaliu și găsește performanța modulatoarelor sudi la optim dacă
1 d 2л£/яи'0Л d 2
(6,34)

care dă un timp de creştere tr (10-90 %) pentru semnalul optic al
/, « l.7vv0/r, (6.35)

w_0 fiind raza taliei a unui fascicul gaussian. Frecvența centrală /0 ar trebui să fie atunci

/o = 2/fr. (6,36)

Maydan subliniază, de asemenea, că densitățile mari de putere rezultate din eq. (6.29) pentru astfel de modulatoare pot fi obținute prin fascicule sonore focalizate cilindric cu distanța focală Fs. Cu toate acestea, această metodă introduce un timp de latență suplimentar tL = Fjv pentru ca semnalul sonor să ajungă la focalizare.

6.3. RE DE C ΓION OF SOUND POW 1 R, BEAM STI E RING

Puterea PQ stipulată de ec. (6.33) sau (6.29) devine foarte mare dacă trebuie să se obțină timpi de creștere scurti sau un număr mare de puncte solubile. Creșterea concomitentă a densității de putere duce la probleme tehnologice cauzate în principal de încălzirea excesivă din cauza pierderilor. Este de dorit să se găsească mijloace de reducere a puterii sonore și a densității puterii. Acest lucru poate fi realizat în mai multe moduri.

O reducere a puterii sonore sub valoarea dată de eq. (6.33) rezultă din realizarea H < D cu o reducere proporțională a Po din cauza ariei reduse a traductorului. Aceasta înseamnă utilizarea unor fascicule de lumină cu secțiune transversală eliptică care pot fi obținute cu telescoape cu lentile cilindrice sau cu prisme de expansiune a fasciculului descrise de Gires [1969]. Limita este stabilită de lărgirea unghiului de difracție al fasciculului de sunet care face ca o parte din puterea sonoră să ocolească regiunea de interacțiune. O reducere suplimentară se poate obține prin faptul că fasciculul de lumină traversează de mai multe ori un fascicul de sunet scurtat corespunzător. Astfel de deflectori de reintrare au fost descriși de Feldman și colab. [1971].

Niciuna dintre aceste măsuri, însă, nu reduce densitatea de putere PolHL în unda sonoră. În acest scop, L trebuie mărit peste valoarea stabilită de ec. (6,27). Când se face acest lucru, eq. (6.22) arată că lățimea de bandă unghiulară este redusă în mod corespunzător, dar ec. (6.29) indică faptul că răspunsul este crescut la centrul benzii. Reducerea lățimii de bandă poate fi compensată într-o oarecare măsură prin conducerea traductorului mai greu la marginile benzii decât la mijlocul benzii, „egalând” astfel răspunsul general. În acest fel, L poate fi aproximativ dublat și densitatea de putere redusă corespunzător înainte de a fi necesară mai multă putere la marginile benzii decât ar fi fost necesară cu traductorul original.

O îmbunătățire mai mare este obținută prin direcționarea fasciculului de sunet pentru a menține unghiul Bragg pe un interval de frecvență mai mare, așa cum este descris de Korpel [1966]

și Gordon [1966]. În abordarea lui Korpel, traductorul constă din Ne elemente dreptunghiulare de lățime Le, distanțate la o distanță s pe o față înclinată de unghiul χ față de direcția fasciculului de lumină incident, așa cum se arată în Fig. 6.4a. Fiecare subbarra, distanțată la 2 s, produce a sa ordinul de difracție />-a la un unghi γ care variază în funcție de frecvență și astfel este utilizat pentru a urmări Bragg.

Fig. 6.4. Dirijarea fasciculului difractiv al fasciculului de sunet pentru a menține unghiul Bragg pe un interval de frecvență finit. Traductorul este alcătuit dintr-o rețea de elemente de lungime Le și distanță de un plan înclinat de unghiul χ față de direcția luminii

incidente. În (b) rețeaua este blazed pentru a obține răspunsul direcțional maxim de la elementele traductorului în ordinea de difracție dorită.

unghi. Conducerea celor două subdivioane în faza este toate ordinele impare, iar conducerea lor în faza opusă este toate ordinele pare. Arderea matricei așa cum se arată în Fig. 6.4b, adică înclinarea elementelor traductoarelor pentru a transforma directivitatea maximă a acestora în ordinea de difracție dorită, apoi maximizează puterea sunetului. Condiția ca ordinea p-a de difracție a matricei să urmărească unghiul Bragg d este atunci ca eroarea de direcție ζ să dispară. adică

ζ ξ y + 0—χ = 0
(6,37)

cu

sin = /7/1/25; sin 0 = 2/2,4.
(6,38)

Din cauza dependenței lor inverse de frecvența sunetului /'= г/Л, acestea

unghiurile nu pot urmări pe o gamă extinsă de frecvență. Totuși, coincidență exactă pentru două frecvențe,/! și/2, cu lungimea de undă și Λ2, pot fi obținute prin alegerea adecvată a 5 și χ. Normalizăm frecvențele la o frecvență centrală/. de lungime de undă Ac, nu neapărat identică cu centrul benzii dorite/0 al echivalentului. (6.20), astfel încât

F = flfA Fr =J\>fA F2 = f2fc.   (6,39)

Scrierea eq. (6.37) pentru F = Fl și F2 și rezolvând în aproximarea unghiului mic pentru s și χ, se obține

s =zp \ t i. г = pAj2ecFlF2   (6,40)

z = F-(ii, + i/t2) = ec(F, + F2)·   («i)

Aprinderea matricei înseamnă rotirea traductoarelor individuale cu unghiul γ, astfel încât normele lor să fie orientate în direcția ordinii de difracție alese pentru / = fc. Înălțimea treptei rezultată este atunci

h = s sin yc « sy = ipAc.   (6,42)

Introducând valorile lui 5 și χ astfel determinate înapoi în ecuația. (6.37) se constată că eroarea de direcție ς este

C = 0c(f1f2/f+f-f1-f2)   (6,43)

care dispare în mod corespunzător pentru F = FY și F2. Rămâne acum să aflăm cum răspunsul direcțional al matricei depinde de ζ pentru a obține variația eficienței de difracție pe banda de trecere a deflectorului. Răspunsul direcțional normalizat al unui astfel de tablou în câmpul îndepărtat este dat de (Born și Wolf [1965] p. 404),

ПШХ = (—)2 I   (6-44)
\ x ' \Aesiny/

cu

x = %Le(0 - 0C)/Л = kLc 0c F(F - 1)/ЛС (6,45)
y = πζζ/A = x^[1 + F(F-F1-F2)/F1F2].   (6,46)

Totuși, Le nu poate depăși s și scriind Le = rs obținem cu ecuația. (6,40)

x = itrpF(F—1)/2Fi F2.   (6,47)

În practică, dorim ca r să fie cât mai aproape de unitate pe cât este posibil din punct de vedere tehnic, pentru a minimiza densitatea de putere a sunetului care emană din matricea de traductoare. Lungimea

totală a matricei este La = Nes și acum trebuie comparată cu lungimea L a unui singur traductor dată de ec. (6.25) ca

(6,48)
L = \ ■ lc + ____________
7Γ (Λ (F2 –Fj)FjF2 în notația noastră actuală unde xe determină căderea la marginile benzii Ft și F,. Astfel
LJL = pNe n(F 2 - Ft)/xe(F2 + Fj (6,49)
este câștigul în lungimea totală a traductorului utilizând matricea, față de un singur traductor de lungime L. Rămâne de determinat valorile Fj și F2 pentru a produce forma de trecere a benzii dorită pentru o anumită aplicație. Calcule de probă ale ec. (6.44) pentru o varietate de valori pentru p, Ne, Fi și F2, dintre care unele sunt prezentate în Fig. 6.5, indică faptul că pentru o lățime de bandă dorită de ¡fc ~ | cu o scădere de 3 dB la marginile benzii pot fi utilizate valori de pNe până la aproximativ 12.
FRECVENTA NORMALIZATA f/fc
eu ig. 6.5 Răspunsul normalizat al unui traductor orientat prin fascicul ai iay cu p = 2, Fj =■ 0,78, Fz = 1,18 și un singur traductor (p = 0) cu xe = 0,8 la F2= 1,18. Parametrii sunt numărul de elemente Ne și ordinea de difracție p. Ft și F> au fost alese pentru a produce un răspuns aproximativ simetric cu o scădere de 3 dB la ///<. = 0 67 și 1,3.
Introducerea valorilor corespunzătoare în ec. (6.49) dă apoi LJL 10 ca avantajul de lungime a traductorului de câștigat.
Pinnow [1971] a obținut un rezultat similar pe o cale oarecum diferită.

Coquin și colab. [1970] au extins această tehnică la rețele mai mari de traductoare cu sub-tare individuale care sunt conduse cu decalaje fixe de fază comutate cu frecvența, astfel încât răspunsul direcțional global să se potrivească cu unghiul Bragg.

6.4. DIFRACȚIA BRAGG ÎN MEDII ANIZOTROPICE

Dixon [1967] a subliniat că difracția Bragg în mediile izotropice descrisă în secțiunile precedente este modificată în mediile anizotropice, deoarece razele incidente și difractate se pot propaga cu indici de refracție diferiți «¡ și nd. dacă interacțiunea elastooptică cuplează o rază de ieșire obișnuită cu o rază de ieșire extraordinară sau invers. Relaţiile (6.16) sunt atunci încă valabile, dar A'¡ # kd. Cazul în care ambele raze sunt în același mod de polarizare este relativ banal, deoarece pentru unghiurile mici de difracție întâlnite de obicei în dispozitivele practice ambele raze au indici de refracție substanțial egali, astfel încât Fig. 6.6a se aplică în continuare. Cu toate acestea, dacă difracția apare
Fig. 6.6. Relația vectorului de undă pentru difracția Bragg. Unda sonoră, undele luminoase incidente și difractate au vectorii de undă K, k și, respectiv, kd. (a) mediu izotropic, (b) mediu biréfringent, (c) difracție coliniară pentru / = /nin.

Într-un mod de polarizare ortogonală, birefringence face ca diferența de indice de refracție n,–nd să rămână finită chiar și pentru unghiuri

mici, iar ki și kd din Fig. 6.6b nu trebuie să aibă aceeași mărime. În special, atunci este posibil să existe difracție Bragg coliniară așa cum se arată în Fig. 6.6c dacă kd = A'+A'i cu K > 0, în timp ce cazul izotropiei ar necesita evident K = 0.
Pentru lungimea de undă a luminii în spațiul liber λ0 cu k0 = 2π/λ0 avem
/c¡ = n¡k0; Anunț = ndk0,   (6,50)
și obțineți din Fig. 6.6b, A fiind lungimea de undă a sunetului,
sin 0¡ = Go/2n¡ 1)[i + (. 42Mo)(»?-Пa)1   (6.51)
sin 6d = (л0/2иaЛ)[1 -(Л2/2o)(Hi2-пa)] (6.52)
care pentru = nd se reduce la eq. (6.17). Scriind f = v/A, se află că pentru o anumită frecvență
/min = K»i + «d)Mo   (6-53)
sin θά = — sin 0¡ = 1, pentru care, prin urmare, kt, kd și K sunt coliniare, dar k¡ și kd au polarizare ortogonală și astfel pot fi separate prin componente optice adecvate. Pentru f < /min această formă de difracție Bragg nu poate exista. Pentru f > fmîn, k și kd nu sunt coliniare. Forma normală a difracției Bragg există la toate frecvențele, dar nu prezintă proprietatea de coliniaritate. Harris şi Wallace [1969] şi Harris şi colab. [1969] au folosit aceste proprietăți ale difracției Bragg coliniare pentru a obține un filtru de lumină spectrală reglabil electric, acoperind intervalul de la 0,70 la 0,55 pm cu o lățime de bandă de 0,2 mm și o transmisie de vârf de 50 %. Ei au folosit un cristal de LiNbO3 care creează o undă sonoră staționară de-a lungul axei x, cu lumina incidentă coliniară polarizată de-a lungul axei y sau z. Bândul de trecere este de forma sin2 x/.x2 cu o lățime de bandă optică la jumătate de putere, neglijând dispersia, dată de
Δζ = 1/(2Δ|Δη|) cm-1 (6,54)
L fiind lungimea interacțiunii coliniare. Pentru LiNbO3 în orientarea menționată An = ni—nd — 0,09 și v = 6,57 mm/ps dând /min = 1,075 GHz pentru 20 = 0,55 pm și/min = 0,75 GHz pentru λ0 = 0,7 pm din eq. (6,53).
Pentru frecvențe foarte înalte primii termeni din parantezele ecuațiilor. (6.51) și (6.52) domină astfel încât 0¡ și θά sunt dispuse simetric în jurul lui θв = 2o/(rti+ /7d)/l și se apropie de cazul normal, pentru f = /max de eq. (6.18) așa cum este arătat mai detaliat de către Dixon, care a sugerat și aplicarea efectului de comutare a polarizării luminii.

Lean și colab. [1967] am folosit difracția Bragg de anizotropie necoliniară în safir pentru a extinde lățimea de bandă Bragg dincolo de valoarea dată de ec. (6.21) fără a recurge la direcția fasciculului. Figura 6.6b ilustrează această posibilitate: pentru un ki dat de direcție fixă, kd poate fi variat în direcție fără a necesita, la primul ordin, o schimbare a direcției lui K atâta timp cât K este tangențială la locul vârfului lui kd. .
În toate aceste aplicații, a trebuit să se folosească frecvențe înalte de aproximativ 1 GHz, care au fost atinse numai cu traductoare cu peliculă subțire cu pierderi de traductoare relativ mari. Acest fapt a restrâns eficiența de difracție atinsă datorită apariției distorsiunii termice. Frecvențele mai mici de operare sunt obținute cu cristale de birefringență mai scăzută, conform ecuației. (6,53). De asemenea, deoarece constantele elastooptice p^, p45, p55 sau p66 trebuie utilizate pentru acest tip de difracție, valorile lor mai mari în

niobat de litiu și molibdat de calciu fac aceste materiale mai avantajoase decât molibdatul de plumb pentru aceste aplicații. Cu toate acestea, în materialele cunoscute aceste constante tind să fie mai mici decât cele utilizabile pentru tipul normal de difracție Bragg.

6.5. PROBLEME DE ABSORBȚIA TERMICĂ ȘI FONIC

Din principiul deflexiunii difractive reiese că trebuie utilizate frecvențe de sunet de mulți MHz, unde absorbția sunetului și pierderile traductorului nu pot fi neglijate și dau naștere la producerea de căldură în interiorul dispozitivului. Astfel, ec. (6.17) trebuie rescris pentru viteza sunetului și indicele de refracție dependent de temperatură, adică.

sin θ = л0 //2/w

(ζo//2ηoυ

d и 1 dv —— + — — d/ t'o dTJ

(6,55)

pentru mici excursii de temperatură. Căldura produsă și temperatura dispozitivului depind de nivelul de putere de antrenare medie în timp și, deoarece aceasta variază cu frecvența într-un traductor practic, depinde și de frecvența de antrenare. Deoarece absorbția sunetului depinde și de frecvență, gradienții de temperatură din interiorul dispozitivului și variația lor spațială depind și de frecvență.
Astfel, pentru a minimiza efectele temperaturii asupra unghiului de deformare, ar trebui ca coeficientul de temperatură al indicelui de refracție și viteza sunetului să fie mici sau să se compenseze reciproc. Deși astfel de cazuri pot exista, așa cum se menționează în § 3, în cazuri practice, așa cum a discutat de Coquin étal. [1970] coeficienții de temperatură ai vitezei sunetului care depășesc 10_4/°C trebuie să fie tratați. Atâta timp cât AT este constantă prin mediul de deformare, eq. (6.55) indică faptul că o simplă variație de unghi a punctului deviat este rezultatul, care poate fi compensată prin variarea frecvenței f în mod corespunzător. Dacă ΔΓ depinde lin-

la începutul anului y în Fig. 6.2 rezultă distorsiunile punctuale din cauza variaţiei liniare a lungimii de undă a sunetului cu poziţia de-a lungul deschiderii. Gerig și Montague [1964] au arătat că acest tip de distorsiune este echivalent cu o lentilă cilindrică staționară și, ca atare, poate fi compensată de o lentilă cilindră. Gradienții de temperatură neliniari produc distorsiuni care, de obicei, nu sunt corectabile, astfel încât absorbția sunetului și pierderile de disipare a traductorului stabilesc o limită practică, chiar dacă se utilizează o bună absorbție a căldurii.
Problema este bine ilustrată ținând cont de faptul că un deflector de plumb molibdat cu o rezoluție de câteva sute de poziții nu va tolera nicio excursie de temperatură mai mare de câteva grade și totuși poate fi condus cu câțiva wați de putere sonoră. Pentru a realiza acest lucru necesită o proiectare termică atentă, pierderi minime de disipare în traductor, legături și electrozi ai acestuia, pierderi minime ohmice în ultimii, răcire forțată cu aer și extragerea fără reflexii a undei sonore transmise de către un absorbant care este în același timp un bun radiator. Pinnow [1970] subliniază că materialele cu valoare mare de merit M2 tind să aibă o absorbție acustică ridicată. Acest lucru stabilește în cele din urmă limita pentru produsul de viteză de capacitate după ce toate îmbunătățirile de proiectare termică au fost epuizate. Acest lucru se referă la faptul că lățimea de bandă mare și

frecvența centrală necesare pentru producția de viteză mare de capacitate prin echivalente. (6.19) și (6.20) conduc la lungimi de interacțiune utilizabile mici prin ec. (6.27) necesitând densități mari de putere. De asemenea, coeficientul de absorbție tinde în majoritatea materialelor să crească cel puțin proporțional cu f și adesea cu f2. Absorbția sunetului afectează și rezoluția prin ceea ce Cohen și Gordon [1965] numesc un efect de „lățime de coerență finită". Modulația de fază în scădere exponențială cu distanța de la un traductor o face aproximativ echivalentă cu o rețea de amplitudine constantă cu o lățime de deschidere mai mică D. Ca urmare, unghiul de difracție al luminii crește atunci când absorbția este prezentă și profilul de intensitate scade mai lent. Acest lucru a fost arătat și de Sweeney și Budd [1970]. Cu toate acestea, efectul este relevant doar pentru majoritatea aplicațiilor dacă puterea scade cu mai mult de câțiva dB pe lățimea fasciculului de lumină.

§ 7. Traductoare piezoelectrice pentru deflectori de lumină de difracție

7.1. TEORIA TRADUCTORULUI

Deflectorii și modulatorii difractivi descriși în secțiunea anterioară sunt de un interes deosebit pentru viteza de capacitate produsă Nτ = Δ/ a mai multor MHz și necesită puteri sonore de ordinul wați. Traductoarele piezoelectrice oferă, în prezent, cele mai bune mijloace pentru a produce astfel de puteri și frecvențe.

După cum se arată în Fig. 7.1, un astfel de traductor constă dintr-o placă piezoelectrică de dimensiuni LxHxl atașată la mediul de deviere. Pentru operarea de înaltă frecvență, unde £, H > Ao, tensiunea de antrenare este aplicată așa cum se arată la doi electrozi care se extind perpendicular pe direcția de propagare a sunetului, iar traductorul este numit „condus de grosime". Din punct de vedere practic, cineva este interesat de cunoașterea tensiunii electrice de intrare V și a curentului I necesar pentru a produce puterea sonoră P& dorită în funcție de frecvență /, dimensiunile plăcilor, datele relevante ale materialelor traductorului și ale mediului de deviere și pentru modul dorit de propagare a sunetului.

I η S \ í . -JSR

Fig. 7.1 Λ traductor „acționat prin grosime" atașat la mediul de deformare și antrenat de la o sursă cu impedanță internă 7?s. Zonele umbrite sunt electrozii de antrenare.

În loc să ne ocupăm de teoria unor astfel de traductoare în general, ne amânăm la discuția dată de Berlincourt și colab. [1964] și tratează problema într-o aproximare „circuit echivalent" a cărei limită de valabilitate a fost discutată de Tiersten [1970]. În această abordare se descrie traductorul ca o „cutie neagră" care cuplează puterea electrică de intrare la sunet. Când un traductor de impedanță de intrare electrică Z¡ este condus de la o sursă de impedanță 7?s, o parte din puterea Px incidentă la capătul traductorului este reflectată înapoi la sursă dacă Ás Z¡, restul, Pt este transmis în terminalul traductorului. În mod obișnuit, o expresie se calizează

ML = -lologf^/Pj (7.1)

„pierderea de potrivire", exprimată în dB. Din fracția Pt care intră în traductor, o parte este absorbită în traductor din cauza disipării interne din dielectric, absorbție de sunet și alte pierderi, restul Ps este livrat în mediul de deformare. Se exprimă „pierderea prin disipare" în dB prin

DL= —10 log (Ps/Pt). (7,2)

„Pierderea traductorului” totală TL este atunci în dB

TL = -10log(Ps/P¡) = ML+DL.   (7,3)

Este necesar să se ia în considerare aceste pierderi separat, deoarece DL > 0 face ca traductorul să bată. Dar, în practică, DL < ML, astfel încât pierderea traductorului și dependența acestuia de frecvență este determinată în principal de ML. Minimizarea ML pentru un traductor cu o zonă dată LxH, frecvența centrală f0 și lățimea de bandă Δ/ condusă de o impedanță sursă - în practică aproape de 50Ω - implică alegerea materialului traductorului optim și a grosimii acestuia și proiectarea unei rețele electrice de potrivire care să fie conectată între surse. și traductor.

Pentru a obține linii directoare despre cum să realizam acest lucru, acum trebuie să evaluăm Z¡ și TL în ceea ce privește datele materiale și dimensiunile traductorului. Berlincourt et al. [1964] au discutat o reprezentare echivalentă a circuitului datorată lui Mason [1948] și au descoperit că datele relevante ale materialului traductorului sunt densitatea p0, viteza sunetului vQ, permitivitatea efectivă ε și factorul de cuplare electromecanic κ, care sunt exprimate și enumerate în

masa 2

Materiale piezoelectrice selectate (de la Mfitzler [1971])

Material Grup de puncte   Mod OrientareKf/fofû [mm μν]Zo poi'o 1106 kg/sm2]

CdS   L00.1549.534.5021.7
      S900.1889.021.808.7
6mm   S39.7°0.2129.332.1010.2
ZnO   L00.2828.846.4036.4
      S900.2598.332.8816.4
6mm   S43.0'0.3228.633.2118.4
LiIO3   L0'0.516.04.1318.5
6   S90e0.608.02.5211.3
PZT 7-A   L00.50235.04.8033.8
6mm   S90e0.67460.02.5017.6
SPN   L0°0.46310.06.9431.3
6mm   S90°0.65545.03.7616.9
LiNbO3   LZ0,17297,3234,4
      L35 10.49397.4034.8
      S163e Y0.62434.5621.4
3 m   SX0.68444.8022.3
Ba2NaNb5O15   LZ0.57326.1532.6
      SX0.212223.6419.3
3 m   Sy0.252273.6619.4

în ceea ce privește componentele tensorilor dielectrici, elastici și piezoelectrici ai unui material, alegerea undelor longitudinale sau de forfecare care urmează să fie generate și ca un cristal adecvat să le producă cu o puritate adecvată. Tabelul 2 oferă un exemplu.

Sittig [1969] și Meitzler și Sittig [1969] au dat expresii pentru Z¡ și TL în ceea ce privește acești parametri. „Pierderea lor de inserție” IL sau „câștig de inserție” Ki este legat de TL prin

TI = 4L = —|IG   (7,4)

Pentru un traductor cu lățimea Я, lungimea L și grosimea / atașat așa cum se arată în fig. 7.1 la un mediu de deviere cu densitatea p și

viteza sunetului v, se definește în mod obișnuit o „frecvență de jumătate de undă” /0 și o „capacitate fixată” G, prin

ω0 = 2π/0 — πν0/1; Co — HLÿl   (7,5)

și utilizează o „impedanță normalizată” cd pentru mediul de deformare și rs pentru sursa de antrenare, definită de

~<ι = Pϋ/Ρουο; rs = 7?sw0C0.   (7,6)

Se constată apoi că traductorul are un răspuns de trecere de bandă care atinge vârful aproape de / = fo cu zerouri de transmisie la/ = 0 și/ = 2/0. Pentru a obține o lățime de bandă de ordinul lui kfif0 = i este necesar să alegeți zd și rs aproape de unitate. Figurile 7.2af arată valorile calculate ale TL pentru rs = 1 și zd = 0,4, . . ., 2 și un factor de cuplare de κ = 0,1, . . ., 0,7 în funcție de///0, acoperind astfel gama de interes practic. Înclinarea ușoară a benzilor de trecere este de obicei corectată de rețeaua de potrivire electrică, care, în cel mai simplu caz, poate fi un inductor paralel cu terminalul traductorului. Pentru traductoarele cu suprafață mare la frecvențe de peste 100 MHz, este posibil să nu fie practic să se atingă rs ~ 1, deoarece ar fi necesare impedanțe ale generatorului de ordinul a 1Ω. Într-un astfel de caz, traductorul trebuie să fie subdivizat în secțiuni conectate în serie sau trebuie să se recurgă la rețele de potrivire a impedanței mai elaborate, cum ar fi filtrele LC în trepte. La frecvențe care se apropie de 100 MHz, efectul electrodului și al straturilor de legătură nu mai poate fi neglijat, deoarece acestea acționează ca secțiuni nepotrivite ale liniei de transmisie în calea de propagare a sunetului și fac astfel zd și zb văzute de traductoare complexe și dependente de frecvență. Sittig [1969] și alții citați acolo s-au ocupat de această problemă. Sittig constată că, în mod ideal, toate straturile dintre traductor și mediul de deflexie ar trebui să aibă aceeași impedanță acustică Z = pv ca și acesta din urmă, pentru a nu afecta caracteristicile de trecere a benzii. Dacă acest lucru nu este posibil, astfel de straturi trebuie realizate extrem de

RAPORT DE FRECVENȚĂ f/f0

Fig. 7.2 (a)

PIERDERE TRADUCTOR ÎN dB

Fig. 7.2 (b)

0 8

0   121.4161.8

RAPORT DE FRECVENȚĂ f/f0

Fig. 7.2 (c)

RAPORTUL DE FRECVENȚĂ f ! f 0

Fig. 7.2 (d)

TRADUCTOR I DSS ÎN JB

Figurile 7 2. (af). Pierderea traductorului ca ùmcțiune a frecvenței norrnalizate /7/0 pentru Λ = Rsw0C0 = 1, factor de cuplare « = 0,1,. .., 0,7 si zd = pv'poi'o = 0,4,. .., 2.0.

Trebuie folosite fracții subțiri, de obicei mici, de pm, sau mai multe straturi quarterwave care să minimizeze factorii de reflexie la interfețe. Această problemă este analogă cu proiectarea acoperirilor optice antireflex ale interfețelor cu indice de refracție nepotrivit.

7.2. TEHNOLOGIA TRADUCTOARELOR

Din fig. 7.2, este clar că materialele traductorului ar trebui să prezinte un factor de cuplare κ ridicat pentru a obține pierderi mici ale traductorului. Preluat dintr-o compilație mai mare de date de către Meitzler [1971], Tabelul 2 enumeră proprietățile unor materiale traductoare piezoelectrice care combină un factor de cuplare ridicat cu proprietăți tehnologice rezonabile. Sulfura de cadmiu și oxidul de zinc sunt incluse în factorul lor de cuplare inferior deoarece pot fi realizate prin metode de depunere în peliculă subțire, așa cum este descris de Foster și colab. [1968]. Acestea evită problemele metodelor de lipire și permit depunerea pe suprafețe cilindrice pentru a obține focalizarea sunetului. Orientările enumerate produc unde longitudinale (L) și de forfecare (S) cu o puritate adecvată a modului, adică puterea radiată simultan în celelalte moduri este mai scăzută cu cel puțin 30 dB față de puterea în modul desemnat.

După cum este evident din eq. (7.5) și ecuațiile de proiectare pentru deflectorii difractivi, impedanța la care trebuie adaptat generatorul, $l/w0C0$ devine foarte scăzută chiar și pentru valori moderate de ε la frecvențe peste 100 MHz. Pentru $Lx\ H = 1\ cm2$, $\varepsilon/\varepsilon 0 = 100$. $v = 5$ mm/ps s-ar obține $l/w0C0 = 4{,}5\ \Omega$ la 100 MHz și 1,1 Ω la 200 MHz. Astfel, un ε scăzut este de obicei de dorit. Iodatul de litiu ar fi o alegere foarte bună în ceea ce privește ε scăzut și k ridicat dacă nu ar fi faptul că este solubil în apă și, prin urmare, dificil de procesat. Ceramica feroelectrică din familia zirconat-titanat de plumb, cum ar fi PZT-7A de la Clevite sau niobatul de sodiu și potasiu (SPN) combină un factor de cuplare ridicat cu o bună manevrabilitate tehnologică.

Permitivitatea lor mare ε necesită totuși ca acestea să fie subdivizate în mai multe secțiuni conectate în serie pentru a obține impedanțe de intrare gestionabile. Pierderea lor dielectrică mare și absorbția sunetului militează, de asemenea, împotriva utilizării lor, deoarece acestea contribuie la pierderea prin disipare și la problemele termice aferente. Astfel, niobatul de litiu și, pentru undele longitudinale, niobatul de sodiu de bariu par a fi preferabile prin faptul că combină un ε moderat cu un factor de cuplare ridicat și pot fi procesate prin metode standard.

Electrozii și straturile de legătură necesare pentru fixarea acestor materiale pe mediul de deflexie ar trebui să aibă o impedanță acustică pv apropiată de cea a mediului de deformare pentru a evita distorsiunile trecerii benzii, sau altfel să fie foarte subțiri. Electrozii trebuie să fie formați din metale cu conductivitate ridicată, cum ar fi Ag, Au sau Al, pentru a menține pierderile de disipare ohmice mici. Chiar dacă acustic

asortate, straturile metalice prezintă absorbții de sunet de până la 0,1 dB/pm la câteva sute de MHz, astfel încât straturile groase ar crește din nou pierderile de disipare.

Legăturile între straturile de astfel de metáis depuse în vid pot fi realizate printr-o varietate de metode, cum ar fi termocompresia. Dar, din cauza nepotrivirii de dilatare termică între materialul traductor,

deflector și absorbant, sunt potrivite numai metode care evită variațiile mari de temperatură față de mediul ambiant. Legăturile adezive organice și aliaje de indiu descrise sau la care face referire Sittig [1969] sunt adecvate, deși primele sunt limitate la frecvențe sub 100 MHz. Pu-ul lor scăzut face ca acestea să fie suficient de nepotrivite cu majoritatea materialelor deflectorului la frecvențe mai mari, încât astfel de legături ar trebui să fie mai subțiri de 0,1 pm, ceea ce este dificil de realizat.
Pentru frecvențe de peste 1 GHz, grosimea traductorului scade la câțiva micrometri, ceea ce este dificil de obținut în mod fiabil cu tehnicile de prelucrare. Acolo, traductoarele cu film subțire de CdS sau ZnO devin alegerea preferată, în ciuda factorului lor de cuplare mai mic. Problemele termice și defecțiunea dielectrică stabilesc limite pentru puterea sonoră, astfel încât, în prezent, dispozitivele acustooptice care folosesc aceste traductoare ating rareori eficiențe de difracție CW de mai mult de câteva procente.

§ 8. Domenii de aplicare

Întrucât conform eq. (6.17), unghiul Bragg depinde în mod egal de lungimea de undă a luminii și de frecvența sunetului, un deflector difractiv poate servi ca analizor spectral pentru undele de sunet sau lumini. Rosenthal [1955], Lambert [1962], Dixon [1969], Slaymaker [1968] și Harris [1969] s-au ocupat de aceste aplicații. Difracția Raman-Nath a fost utilizată pe scară largă în trecut pentru a analiza distribuția străină în undele calatorii sau staționare, pentru a menționa doar lucrările lui Loeber și Hiedemann [1954, 1956], Breazeale și Hiedemann [1955, 1958], Hargrove [1964, 1967] , 1968], Cohen şi Gordon [1965] şi Maloney şi colab. [1968].
Modulatorii care utilizează fie difracția Raman-Nath, fie Bragg și-au găsit aplicații în modularea luminii intracavitate a laserelor, fie că este vorba despre comutarea Ç (DeMaria [1963]), blocarea modului (Hargrove et al. [1964]) sau dumpingul în cavitate (Maydan [1]). 1970]). Cerințele privind omogenitatea optică în oricare dintre aceste aplicații sunt destul de stricte și tind să domine selecția materialului deflector.
O altă gamă de aplicații poate fi descrisă ca corelație. Un semnal este modulat în amplitudine pe un purtător RF adecvat și inserat într-un celi elastooptic cu un timp de tranzit ales pentru a cuprinde timpul de corelație dorit. Astfel, la un moment dat, o imagine de fază a purtătorului și modul său

există peste o deschidere vtc și o transformată Fourier poate fi obținută dacă celi este iluminat cu lumină coerentă, colimată și o lentilă ulterioară focalizează lumina transmisă prin deschidere pe un fotodetector. Filtrele spațiale adecvate de amplitudine sau fază dispuse în deschidere își produc apoi convoluția cu semnalul. Cook și Bernfeld [1967] și Maloney [1969] au trecut în revistă o serie de astfel de configurații, iar Meltz și Maloney [1968] s-au ocupat de aspectele teoretice. Prin geometria lor, astfel de modulatoare de lumină cu ultrasunete funcționează de obicei în gama Raman-Nath. În această categorie aparțin și celulele de afișare a imaginii optice Schlieren, așa cum au fost utilizate în proiectoarele TV, care au nevoie de pionier de Scophony Ltd.
Gerig și Montague [1964] au subliniat că un puși RF de amplitudine constantă dar cu frecvență liniară modulată în intervalul Afin timpul

Ar produce o rețea de fază cu distanță variabilă liniar. Aceasta este aproximativ echivalentă cu o placă liniară cu zonă Fresnel, care are astfel o distanță focală constantă

Γ=υ2Δί/Δ/ζ0 (8,1)

și seamănă cu o lentilă cilindră în proprietățile sale imagistice. Totuși, acest obiectiv se mișcă prin deschidere cu viteza sunetului. Astfel, poate fi folosit pentru a vizualiza o imagine a sursei de lumină coerentă care iluminează celi printr-un fotodetector cu o deschidere a fantei a cărei ieșire este apoi răspunsul filtrului adaptat al semnalului sonor modulat liniar în frecvență.

Deflectoarele multipoziție care funcționează în regimul Bragg au atins acum capacități în care sunt disponibile lățimi de bandă de ordinul a 100 MHz, timpi de tranzit de până la 10 ps și eficiențe de difracție CW de aproximativ 50 %. O configurație tipică a dispozitivului este prezentată în Fig. 8.1. Astfel, de exemplu, viteze de acces aleatoriu pe intervalul ps scăzut în 100 de poziții bine rezolvate sunt atinse, care sunt de interes pentru stocarea fișierelor cu acces rapid în sistemele informatice de-a lungul abordărilor prezentate, de exemplu, de Smits și Gallaher [1967] și Anderson [1968] . De asemenea, combinația dintre un modulator de lumină acustooptic și deflectori pentru scanarea fasciculului liniar permite generarea de afișaje TV cu fascicule laser scanate așa cum este descris de Korpel și colab. [1966]. În această aplicație particulară, simplificările sistemului se realizează atunci când modulatorul este proiectat ca un deflector pentru câteva poziții care apoi poate fi utilizat pentru a obține simultan într-un singur dispozitiv modularea și separarea unghiulară a unui fascicul policromatic sau a mai multor fascicule monocromatice pentru afișaje multicolore. Timpul de tranzit al deflectorului poate fi făcut atât de lung cât timpul de retragere al unei scanări liniare, astfel încât rezoluțiile de câteva sute de puncte pot fi atinse cu scanări de frecvență mai mici de 100 MHz.

Combinat cu scanarea mecanică, poziționarea fasciculului acustooptic

LEGĂTURĂ ȘI ELECTROZI
DEFLEXIA
MEDIU
ABSORBITOR
TR ANF D'JC E RS

Fig. 8.1. Un deflector Bragg cu 4 elemente traductoare conectate în serie pentru o potrivire convenabilă la impedanța sursei. După traversarea regiunii de interacțiune, sunetul este absorbit. Absorbantul trebuie să aibă o impedanță acustică pv care să se potrivească îndeaproape cu mediul de deformare pentru a menține reflexiile de la interfață în jos. Înclinarea interfeței cu un unghi çy asigură că reflexiile false sunt în afara intervalului de unghi Bragg utilizat pentru deflexie.

are potențial în domenii precum prelucrarea cu laser a peliculelor subțiri sau fotocompoziția și generarea de lucrări de artă în aplicații fotolitografice.

Compromisul dintre timpul de creștere și numărul de poziții rezolvate implicit în ec. (6.19) există, desigur, doar pentru un singur dispozitiv. Prin conectarea în cascadă a mai multor dispozitive sau prin unirea optică a mai multor scanări mai scurte într-un singur sean mai lung, se poate obține un număr mai mare de poziții fără a crește

timpul de creștere peste cel al unui singur dispozitiv. În practică, complexitatea optică și pierderile cumulate de lumină în elementele optice ale unui astfel de sistem sunt penalitățile inerente acestei abordări. De asemenea, este posibil să se efectueze deviația X și Y într-un singur dispozitiv traversat de două fascicule de sunet perpendiculare una pe cealaltă, așa cum este descris de Uchida și Iwasaki [1969] și LaMacchia și Coquin [1971]. Totuși, compromisul este unul dintre costurile reduse ale materialelor față de o susceptibilitate mai mare la problemele termice rezultate din densitatea mai mare a puterii sonore.

§ 9. Perspective și concluzie

În ceea ce privește performanța realizabilă, dispozitivele elastooptice sunt întotdeauna în concurență directă cu dispozitivele electrooptice. Cel puțin pentru domeniul vizibil al spectrului nu există dispozitive magnetooptice comparabile în prezent. Excursiile indicelui de refracție maxim realizabile sunt comparabile, dar mici atât în dispozitivele electrooptice, cât și în cele elastooptice, astfel încât sunt necesare în general lungimi de interacțiune a multor lungimi de undă luminii și, acolo unde este cazul, potrivirea fazelor. Raportul mare dintre vitezele luminii și ale sunetului favorizează abordările difractive pentru dispozitivele elastooptice. Ca rezultat, deflexia multipoziție sau analogică este ușor realizată cu deflectoare acustooptice unice, unde dispozitivele electrooptice ar avea nevoie de tensiuni foarte mari în abordări de refracție sau deflectoare biréfringente cu două poziții în cascadă, necesitând un control strict al tensiunilor și temperaturii înalte. Astfel, limitările externe în, de exemplu, circuitele electronice anulează o bună parte din avantajul de viteză pe care dispozitivele electrooptice îl posedă în mod inerent, astfel încât timpii de creștere în orice caz de ordinul microsecundelor pot iesuli în practică.

Pentru aplicațiile de modulator cu timpi de creștere care depășesc aproximativ 10 ns, abordările acustooptice oferă avantajul de a necesita doar putere de joasă tensiune la frecvențe ușor accesibile, ceea ce face adaptarea la circuitele în stare solidă simplă. Henderson și Abrams [1970] au arătat acest lucru, comparând dispozitivele acustooptice care utilizează Ge cu cele electrooptice care utilizează GaAs sau CdTe pentru a modula lumina la 10,6 pm. Pentru timpi de creștere mai mici de 10 ns problemele concomitente cu intensitatea ridicată a sunetului cerută în regiunea de interacțiune schimbă treptat avantajul către dispozitivele electrooptice, cel puțin cu materialele elastooptice cunoscute în prezent.

Dispozitivele elastooptice beneficiază și de categoria mai mare de materiale cu efecte utile disponibile, în comparație cu cele electrooptice. Efectele liniare se găsesc doar în clasele de cristale cărora le lipsește un centru de simetrie și, prin urmare, sunt și piezoelectrice. Efectele elastooptice false generate de câmpul electric de antrenare necesită astfel o atenție specială. De asemenea, clasa mai mare de materiale disponibile facilitează ocolirea problemelor care decurg din deteriorarea optică, neomogenitate etc.

Se poate aștepta ca traductoarele cu ultrasunete să fie disponibile cu pierderi de conversie de câțiva dB și lățime de bandă fracțională de aproximativ 50 % până la 1 GHz. La frecvențe mai mari, traductoarele cu

peliculă subțire sunt utilizabile, dar au, în prezent, pierderi de conversie mai mari sau lățime de bandă fracțională limitată.
Cu limitările termice actuale, eficiența difracției CW de peste 70 %, factorii de sarcină înalți și producția cu viteză mare de capacitate sunt greu de atins în același dispozitiv, dar perspectivele sunt pline de speranță. Îmbunătățirea acestei situații-

se poate aștepta ca ținta să provină din dezvoltarea ingineriei și cercetarea materialelor. Dispozitivele elastooptice difractive pot fi de asemenea de așteptat să facă incursiuni mai mari în scanarea de înaltă rezoluție, realizată în prezent cu oglinzi rotative.

Mulțumiri

Autorul este îndatorat lui BA Stevens pentru asistență în compilarea bibliografiei și lui LK Anderson pentru clarificarea discuțiilor.

Bibliografie

Aas, HG și RK Erf, 1964, Aplicarea undelor staționare cu ultrasunete la generarea scanării fasciculelor optice, J. Acoust. Soc. Am 36 1906-1913.
Abrams, RL și DA Pinnow, 1971, Modulație acustooptică eficientă la 3,39 μηт și 10,6 μιη în germaniu cristalin, IEEE J. Quantum Electronics QE-7, 135-136.
Adler, R., 1967, Ultrasonic Light Modulation and Deflection, IEEE Intern. Mănăstire. Rec. Pt. II, 15, 69-77.
Adler, R., 1967. Interacțiunea între lumină și sunet, IEEE Spectrum 4, 42-54.
Angelbeck. AW, 1968, Controlul intracavității laserelor utilizând unde acustice de două frecvențe, Appi. Opta. 7, 2329-2330.
Alippi, A. și L. Palmieri, 1968, New Holographie Method for the Investigation of Light Diffraction by Ultrasonic Standing Waves, Acustica 20, 84-87.
Alippi, A. și L. Palmieri, 1969, Spectrum Analysis of the Light Diffracted by an Ultrasonic Standing Wave by Means of a Holographie Method, Acustica 21, 104 111.
Anderson, LK., 1968, Holographie Optical Memory for Bulk Data Storage, Bell Laboratories Record 46, 319-325.
Anderson, OL, 1965, Determination and Some Uses of Isotropie Elastic Constants of Polycrystallme Aggregates Using Single Crystal Data, în: Physical Acoustics, voi. 3B, ed. WP Mason (Academic Press, New York) pp. 43-95.
Atzeni, C și L Pantani, 1969, A Simplified Optical Corelator for Radar-Signal Precessing, Proc. IEEE 57, 344-346.
Balakshy, VL și VN Parygin, 1968, Deflectorul de refracție cu ultrasunete al intervalului de infraroșu Bull. Moscova Univ. Fiz. Astronomie, Nr. 5, 112-115.
Batterman, B. și H. Cole, 1964, Difracția dinamică a razelor X prin cristale perfecte, Rev. Mod. Fiz. 36, 681-717.
Bayer, E., KH Hellwege și G. Schaack, 1963, Niederfrequente Modulation der Emission eines Rubin Lasers, Phys. Lett. 6, 243-245.
Belova. GN și VF K asantsev, 1969, Modularea cu ultrasunete a unui laser, Sov. Fiz. acustic. 15, 4 -9.
Bergmann, L., 1954, Der Ultraschall (S. Hirzel Verlag, Stuttgart).
Berlincoure, D., 1967, Delay Line Transducer Materials, IEEE Intern. Conv. Ree Pi. IL 61-68.

Berlincourt, DA, DR Curran și H. Jaffe, 1964, Piezoelectric and Piezomagnetic Materials and Their Function in Transducers, în: Physical Acoustics, voi. IA, ed. WP Mason, (Presa Academică, New York).
Bernstein, S., J. Minkoff și M. Arm, 1967, Biréfringence in Amorphes Solids with Application to Solid Light Modulators, Columbia Univ. Electronic Res. laboratoare. Teh. Rpt. T-3/321.

Berry, M. V., 1967, The Diffraction of Light by Ultrasound (Academie Press, New York).
Bhatia, AB și WJ Noble, 1953, Difracția luminii prin unde ultrasunete: Teoria generală L, II. Expresii aproximative pentru intensitățile și compararea cu experimentul, Proc. Royal Soc. (Londra) 220A, 356-368 și 369-385.
Bohme, H., E. Fromm și EK Sittig, 1960, Schwingungen des Isotropen Kreiszylinders mit Verschwindcnder Axial-Komponente, Acustica 10, 67-71.
Bonch-Bruevich, AH, 1956, Transmiterea luminii polarizate printr-un mediu cu unde ultrasonice permanente, Sov. Fiz.-Teh. Fiz. 1, 428-430.
Born, M. și E. Wolf. 1465, Principiile opticii, al 3-lea. (Pergamon Press, New York).
Borsuk, GM și WJ Thaler, 1970, Sistem de comunicații cu laser modulat în frecvență, tranzacție 1FEE. Sony și Ultrason. ŚL-17, 207-209.
Breazeale, MA și EA Hiedemann, 1955, Simplu mod de a observa modelele optice de difracție produse de undele de forfecare, I Acous. Soc. Am, 27, 1220-1221.
Breazeale, M. A și 1 A. Hiedemann, 1958, Investigation of Progressive Ultrasonic Waves by Light Reffraction, J. Acoust. Soc. \m. 30, 751 756.
Brienza, MJ și AJ DeMaria, 1966, Continuously Variable Ultrasonic-Optical Delay Line, Appi. Fiz. Lett. 9, 312-314.
Burckhardt, CB 1966, Difracția unei undă plană la o rețea Dielec-tnc stratificată sinusoidal, J. Opt. Soc. Am 56, 1502-1509.
Burckhardt, CB, 1967, Efficiency of a Dielectric Grating, J. Opt. Soc. A.m. 57, 601-603.
Carleton, HR și W Γ. Maloney, 1967, Advantages of Transverse-Wave Light Modulators, Proc IEE t 55, 1077.
Carleton, H. RW T. Maloney și G. Meltz, 1969, Collimar Heterodyning in Optical Processors, Pi oc. IEI E 57, 769- 775.
C arleton, HR și RX SoRit 1966, Modulation of 10.6 um Laser Radiation by Ultrasonic Diffraction, Appi. Fiz. Lett 9, 110-112.
Carpi ster, RO B., 1953, Electro-optic Sound-on-Film Modulators, J Acoust. Soc. A.m. 25, 1145-1148.
Сю Ruey-Shi și LI amir, 1969, Teoria undelor ghidate a difracției luminii prin microunde acustice, IEEE Transact. Teoria și tehnicile microundelor MTT-17, 1002-1020.
Cohen, MG și EI Gordon, 1964, Electro-optic [R laxNbj _XO3(K1 N i] Gratings toi Light Beam Modulation and Deflection, Appi. Phys. Lett. 5, 181-182.
Cohen, MG și EI Gordon, 1965, Sondarea fasciculului acustic folosind tehnici optice, Bell Syst. Teh. I 44. 693-721.
Collins, JH, E. GH Lean și IL J. Shaw, 1967, Puise (oprimarea de către Bragg Diffraction of Light with Microwave Sound, Appi. Phys. Leit 11, 240.
Cook, BD, 1965, Optical Method for Ultrasonic Waveform Analysis, Using a Recursion Relation, J. Acoust. Soc. A.m. 37, 172-173.

Bucătar. B D. și EA Hiedemann, 1961, Difracția luminii prin unde ultrasunete ale diferitelor rapoarte de unde staționare, J. Acoust. Soc. A.m. 33, 945 948.
Cook € E și M. Birnjeld, 1967, Radar Signais (Academie Press, New York).
Coquin, GA. L P. Griffin și LK Anderson, 1970, Deflectori acustooptic cu bandă largă utilizând direcția fasciculului acustic. Tranzacție IEEE. Sony și Ultrason. SL -17, 34-40.
Coquin, G. ADA Pinnow și AW Warner, 1971, The Physical Properties of Lead Molybdate Relevant to Acoustooptic Device Applications, J. Appi. Fiz. 42, 2162– 2168.
Crumley, B., L. (Foster și MD Ewey, 1965, Laser Mode LocEing by an Externai Doppler Celi, Appi. Phys. Lett. 6, 6-8.
Cummins, HZ și N. Knable, 1963, Single Side Band Modulation ot Cohérent Light de Bragg Reflection from Acoustical Waves, Proc. IEEE 51, 1246.
VI]

Damon, RW, WT Maloney și DH McMahon, 1970, Interacțiunea luminii cu ultrasunetele: fenomene și aplicații, în: Physical Acoustics, eds. WP Mason și RN Thurston, voi. 7, eh. 5 (Academic Press, New York).
Debye, P. și Sears, FW, 1932, Scattering of Light by Supersonic Waves, Proc. Nat. Acad. Sci. Wash. 18, 409-414.
Defebvre, A., 1968, Light Diffraction by Ultrasonics (Debye-Sears Effect), Rev. Opt. 47, 149-172.
DeMaria, AJ, 1963, Obturatoare cu difracție cu ultrasunete pentru oscilatoare optice Maser, J. Appi. Fiz. 34, 2984-2988.
DeMaria, AJ și GE Danielson, 1966, Internai Laser Modulation by Acoustic Lens-Like Effects, IEEE J. Quantum Electron. QE-2, 157-164.
DeMaria, AJ, R. Gagosz și G. Barnard, 1963, Obturatoare cu refracție cu ultrasunete pentru oscilatoare optice Maser, .) Appi. Fiz. 34, 453-456.
Dixon, RW, 1967, Acoustic Diffraction of Light in Anisotropie Media, Proc. Symp. Mod. Optics, Polytech, Inst, din Brooklyn și IEEE J. Quantum Electron 3, 85-93.
Dixon, RW, 1967, Investigarea optică a dispersiei undelor elastice induse magnetic în YIG, J. Appi. Fiz. 38, 3634–3640.
Dixon, RW, 1967, Proprietăți fotoelastice ale materialelor selectate și relevanța lor pentru aplicații io Modulatoare de lumină acustooptică și scanere, J. Appi. Fiz. 38, 5149-5153.
Dixon, RW, 1969, Multiwavelength Acoustooptic Devices, comunicare privată.
Dixon, RW, 1967, Amestecare acustică a frecvenței nonlincar detectată utilizând difracția optică Bragg, Appi. Fiz. Leti. 11, 340-344.
Dixon, RW, 1970, Interacțiuni și dispozitive acustooptice, IEEE Transad. Dispozitive electronice ED-17, 229-235.
Dixon, RW și AN Chester, 1966, An Acoustic Light Modulator for 10,6 μπι, Appi. Fiz. Lett. 9, 190-192.
Dixon, RW și M G. Cohen, 1966, A New Technique for Measuring Magnitudes of Photoelastic Tensors and its Application to Ithium Niobate, Appi. Fiz. Lett. 8, 205-207.
Dixon, RW și EI Gordon, februarie 1967, Modulatoare de lumină acustică utilizând un sistem de amestecare optică heterodină. Teh. J. 46, 367-389.
Dixon, RW și H. Mafthews, 1967, Difracția luminii prin unde elastice în YIG, Appi. Fiz. Lett. 10, 195-197.

Duran, J., 1969, Studiu critic și îmbunătățiri ale metodelor de măsurare a constantelor elasto-optice prin ultrasunete, Rev. Physique Appi. 4, 57-62.
Duran, MJ și MS Pauthier-Camier, 1968, Critica și îmbunătățirea sensibilității metodelor de măsurare a constantelor elastooptice prin ultrasunete, CR Acad. Ştiinţă. Paris B267, 1308-1311.
Extermann, R. și G. Wannier, 1936, Teoria difracției luminii prin ultrasunete, Helv. Fiz. Acta 9, 520-532.
Extermann, R. și G. Wannifr, 1937, Teoria difracției luminii prin ultrasunete, Helv. Phys Acta 10-185-217.
Farnell, 1961, Unde elastice în cristale trigonale, Can. J. Fiz. 39, 65-79.
Fedorov, F. L, 1968, Teoria undelor elastice în cristale (Plenum Press, New York).
Feldman, M., AW Warner, JP Griffin și RE Dean, 1971, Deflectori și modulatori acusto-optici reentrați, comunicare privată.
Flinchbaugh, DA, 1965, Sistemul cu ultrasunete de focalizare aplicabil scanării cu fascicul optic bidimensional și modulării ieșirii cu laser, J. Acoust. Soc. A.m. 37, 975.
Fosn κ, NF, GA Coquin, GA Rozgonyi și FA Vanatea, 1968, Transductori cu film subțire de sulfură de cadmiu și oxid de zinc, IEEE Transad. Sony și Ultrason. SU-15, 28-41.

Foster, LC, CB Crumly și RL Cohoon, 1970, Un scaner optic liniar de înaltă rezoluție folosind o lentilă acustică Tiaveling Wave, Appi. Optica 9, 2154-2160.
Fuller, GG, 1970, Un sistem experimental de afișare cu laser-fotocrom, radio și electroni. ing. 39 123 129.
Gabrielli, L, 1969, High Frequency Modulation of Light by Ultrasonic Progressive Waves, Acustica 21, 97-103.
Gerig, JS și H. Montague, N64, A Simple Optical 1 iltcr For Chirp Radar, Proc. IEEE 52, 1753.
Giarola, AJ și TR Bililter, 1963, Electroacoustic Deflection of a Coherent Light Beam, Proc IL EE 51. 1150-1151.
Gill, S P., 1964, The Diffraction of Light by Sound, Harvard Univ Acous Res. laborator. 1 scară Notificare. 58.
Gires, 1., 1969, Dispozitiv care mărește doar o dimensiune a fasciculului de lumină dintr-un laser. Rev Physics Appi. 4, 505-506.
Gires, F. și C. Lardat, 1970, A Compact Optical Corelator for Processing Coded Electrical Signals, Rev. Teh. Thomson-CSF 2, 205-216.
Gordon, EL și MG Cohen, 1965, Electrooptic Diffraction Grating for Light Beam Modulation and Diffraction, IEEE J. Quant. Electr. 1, 191-198.
Gordon, E. L, 1966, Figure of Merit for Acoustooptical Deflection and Modulation Devices, IEEE J. Quant. Electr. 2, 104-105.
Gordon, E. L, 1966, A Review of Acoustooptical Deflection and Modulation Devices, Proc IEEE 54, 1391-1401.
Harki, B. M și RW Dixon, 1969, Phonon Frequency Spectra of Travelling Acousto-electric Domains in CdS, Appi. Fiz. Lett. 14, 185-188.
H ance H. și JK Parks, 1965, Modularea în bandă largă a unui fascicul laser folosind difracția Bragg-Angle prin undele ultrasonice modulate în amplitudine, J. Acoust. Soc. A.m. 38, 14-23.

Hargrove, eu. E.. 1962, Optical]· effects of Ultrasonic Waves Producing Phase and Amplitude Modulation, J. \coust. Soc. A.m. 34, 1547-1552.
H'-rgrove, I t , 1964, Teoria difracției succesive pentru difracția luminii prin undele ultrasunete ale undelor arbitrare Lorm. -L Acoust. Soc. A.m. 36, 323-326.
Hargrove, LE, 1967. Simplificarea exactă a difracției luminii cu ultrasunete staționare în funcție de timp 1 quations, J. Acoust. Soc, Am. 41, 91-92.
Hargrove, L f , 1967, Fourier Series for Intensity of Light Modulated by Ultrasonic Standing Waves, [EL t I ransact. Sony și Ultrason. SI - 14, 33-36
Hargrove, LE, 1967, Limits of Validity of Some Optical Ultrasonic Waveform Determination Methods, J Acoust. Soc. A.m. 41, 1025-1028.
Hvrgrovf. LE, 1968. Efectele undelor cu ultrasunete asupra fasciculelor de lumină Gaussian cu diametru comparabil cu lungimea undei cu ultrasunete, J. Acoust. Soc. Am 43. 847-851.
HVRGROVE, LI ,, 1968, Seria Fourier pentru intensitatea unui fascicul de lumină gaussian mic modulat de o undă progresivă L Itrasonic, J. Acoust. Soc. A.m. 43, 1448-1449.
Hargrove, LE, 1971, Difracția unui fascicul de lumină gaussian prin unde staționare cu ultrasunete cilindrice, J. Acoust. Soc. Un. 49. 120.
Hargrove. LE și K Achylttan, 1965. Lse of Light Diffraction in Measuring the Parameter of Nonlinearity of Liquids and the Photoelastic C onstants of Solids, în: Physical Acoustics, voi. 2B, ed. WP Mason (Academie Press, New \ ork). C h. 12,
Hargrove, LF., R. LI ork și M \ Pollack, 1964, Locking of He-Ne Laser Modes Induced by Symhronous Intracavity Modulation, Appi. Fiz. Lett. 5, 4-5.
Hargrove, L E., E A. Hiedemann și R. Merilns, 1962. Difracția luminii prin două unde ultrasunete separate spațial de frecvențe diferite, Z. Phys. 167, 326-336.
Harris, SE, ST Nieh și DK Winslow, 1969, Filtru acustooptic reglabil electronic, Appi. Fiz. Lett. 15, 325-326.

Harris, S. E și RW Wallace, 1969, Acoustooptic Tunable Filter, J Opt Soc Am. 59, 744-747.
Henderson, DM și RL Abrams, 1970, O comparație a modulatorilor acustoptici și electrooptici la 10,6 microni. Optics Communie,liions 2, 223-226.
Hiedemann, EA și MA Bre xzeale, 1959, Secondary Interférence in the Fresnel Zone of Gratings. J. Opt. Soc. A.m. 49, 372-375.
Hillyard, NC și HG Jerrard, 1962, Theories of Biréfringence Induced in Liquids by Ultrasonic Waves, J. Appi. Fiz. 33, 3470-3479.
Ilin, V S. și GP Kosii t nina, 1967, Difracția undelor electromagnetice prin undele ultrasonice într-un mediu de anizotropie II, Iz. Vysh. Ucheb. Zaved. Radiofiz. SSSR 10, 703-718.
Inaba, H. și T. Kobayashi, 1965, Ultrasonic Frequency Modulation of Laser Oscillation from Nd^{3+} Glass Rod, Z. Angew. Matematică. Fiz. 16, 66-67.
Iyengar, KS, 1955, Refracția luminii în solide prin unde ultrasunete, Proc.Indian Acad. Sci. 41, 25-29.

Kamenskii, VI și VL Pokrovskii, 1969, Influența unei unde acustice asupra proprietăților optice ale cristalelor. Sov. Fiz. Stare solidă 10, 2841-2843.
Kaminov, L P. și EH Turner, 1966, Electrooptic Light Modulators, Proc. IEEE 54, 1374-1390.
Keck, G., 1956, Sichtbarmachung von Stehenden Ultraschall Feldern und Akustisch-Optische Bildwandlung, Acustica 6, 543-548.
Kemp, JC, 1969, Piezo-optical Biréfringence Modulators: New Use for a Long-Known Effect, J. Opt. Soc. A.m. 59, 950-954.
King, M., WR Bennett, L B. Lambert și M. Arm, 1967, Real-Time Electrooptical Signal Processors with Cohérent Detection, Appi. Optica 6, 1367-1375.
Kittel, C., 1968, Introduction to Solid State Physics, ed. a III-a. CW iley, New York).
Klein, WR, 1966, Eficiența teoretică a dispozitivelor Bragg, Proc. IEEE 54, 803-804.
Klein, WR și BD Cook, 1967, Unified Approach to Ultrasonic Light Diffraction, IEEE Transad. Sony și Ultrason. SU-14, 123-134.
Klein, WR, CB Tipnis și EA Hiedemann, 1965, Studiu experimental al difracției luminii Fraunhofer prin fascicule ultrasonice de frecvență moderată înaltă la incidenta oblică, J. Acoust. Soc. A.m. 38, 229-233.
Kohn, ES, 1969, Efectul bandgap-ului asupra proprietăților elastooptice și electrooptice ale semiconductoarelor hexagonale, J. Appi. Fiz. 40, 2608-2613.
Kogelnik, H., 1967, Hologram Efficiency and Response, Microwaves 6. 68-73.
Kogelnik, H., 1969, Teoria undelor cuplate pentru rețelele groase de holograme, Bell S>st. Teh. J. 48, 2909-2947.
Kogelnik, H. și T. Lì, 1966, Laser Beams and Resonators, Proc. IEEE 54, 1312-1329.
Kolb, J. și AO Loeber, 1954, The Study of Sound Field by Means of Optical Refraction Effects, J. Acoust. Soc. A.m. 26, 249-251.
Korpel, A., 1968, Imagini acustice prin lumină difractată. I. Interacțiune bidimensională, tranzacție IEEE. Sony și Ultrason. SU-15, 153-157.
Korpel, A., R. Adler, P. Desmares și TM Smith, 1965, An Ultrasonic Light Deflection System, IEEE J. Quantum Electronics QE-1, 60-61.
Korpel, A., R. Adler, P. Desmarls și W. Watson, 1966, A Télévision Display Using Acoustic Deflection and Modulation of Cohérent Light, Proc. IEEE 54, 1429-1437.
Krischer, C., 1968, Măsurarea vitezei sunetului în cristale folosind difracția Bragg a luminii și aplicații, Appi. Fiz. Lett. 13, 310-311.
Krischer, C., 1970, Optical Measurements of Ultrasonic Atténuation and Reflection Losses in Fused Silica, J. Acoust. Soc. A.m. 48, 1086 1092.
Kuliasko, F., R. Mertens și O. Leroy, 1968, Difracția luminii prin unde supersonice: soluția ecuațiilor Raman-Nath, Proc. Ind. Acad. Sci., Sec. A 67, 295-311.

KCppers, H., 1966, The Diffraction of Light by Transverse L Itrasonic Waves in Crystals, Acustica 16, 365-367.
Lambert, LB, 1962, Analizoare de spectru instantanee cu bandă largă care utilizează modulatoare de lumină de linie de întârziere, IRE Intern. Conv. Record Pt 6, 69-98.
L aMacchia, JT și G A. Coqlin, 1971, Simultaneous X, ́Y Acoustooptic Deflections, Proc. IEEE 59, 304-305.

Landolt, HH și R. Bornstein, 1966, Constantele elastice, piezoelectrice, piezooptice și electro-optice ale cristalelor (Springer, Berlin) Grupa III, 1, 137.
Lean, EG, M l D akss și C G. Powell, 1969, Efficiencies and Bandwidths of Intra-cavity Acoustooptic Devices, IBM J. Res. nid Dezvolta 13. 184-191.
Lean, EG H. şi C. ■ · Powell, 1970. Optical Probing of Surface Acoustic Waves, Proc IEE1 58, 1939-1947.
Lean, E. G H., C l Quate și HJ Shaw, 1967, Continuous Deflection of Laser Beams, Appi. Fiz. Lett. 10. 48-50.
Lipnick, R. A Reich și GA, Schoen, 1965, Nonmechanical Scanning ol Iight in One and Two Dimensions, Proc. Ht E (Corespondent.) 53, 321.
Loeber, AP și E. A Hiedemann, 1954, A Simple Method for Photographing the Sound Pressure Distribution in a Stationary LUtrasonic Wave, J. Acoust. Soc. A.m. 26. 257.
Loeber, AP și E A. Hifdimann, 1956, Investigation of Stationary Ultrasonic Waves by Light Refraction, J. Acoust. Soc Am. 28, 27-35.
Luc as, R., 1932, On the Diffraction of Light by Elastic Waves, Compt. Redări. Acad. Sci iris 195, 1066-1068.
Lucas, R. și P. Biol ard, 1932, New Optical Properties of Liquids Subjected to Ultrasonic Waves, C ompt. Redări. Acad. Ştiinţă. Paris 194, 2132-2134.
M a ioni y, WI , 1969 \n Obturator cu ultrasunete pentru reducerea zgomotului în corelatoare optice Rt al-Time, Appi. Optică 8.443.446.
Maloney, WI, 1969, Acoustooptical Approaches to Radar Signal Processing, octombrie 1969, IEEE Spectrum, 40-48.
Maloney WT și JL R Carleton, 1967, Light Diffraction by Transverse Ultrasonic Waves in Hexagonal Crystals, IEEE Transact. Sony și ultrasunete. SU-14, 135-139.
M alone, W . T., G. Mi LTZ şi R L. Gravi i , 1968, Optical Probing of the Fresnel and ! aunhofer Regions of a Rectangular Acoustic Transducer, IEEE Transact. Sony și Ultrason. SU-15, 167-172.
Maradudin, AA și E. Burstein, 1967, Relația între fotoelasticitate, electrostricție și efectul Raman de ordinul întâi în cristalele structurii diamantului, Phys. Apoc. 164, 1081-1099.
McMahon, DH, 1969, Eficiența relativă a difracției optice Bragg ca funcție a geometriei interacțiunii, IEEE Transact. Sony și Ultrason. SU-16, 41-44.
Mason, WP, 1948. Electromechanical Transducers and Wave Filters, Ed. a II-a. (D. Van Nostrand Co., New York).
Mason, WP 1958, Physical Acoustics and the Properties of Solids (D. Van Nostrand Co., New York).
Maydan, D., 1970, Acoustooptical Puise Modulators, IEEE J. Quantum Electronics QE-6, 15-24.
Maydan, D., I970, Modulator rapid pentru extracția puterii interne a laserului 1 Appi. Fiz. 41. 1552-1559.
Mayer, W. G, 1964, Light Diffraction by Ultrasonic Waves for Oblique Incidente, J. Acoust. Soc. A.m. 36, 779.
Mayer, WG, GB Lamers și L'C Auth, 1967, Interacțiunea luminii și undele de suprafață Itrasonice. J. Acoust. Soc. A.m. 42, 1255-1257.
McSkimin, HJ, 1964, Ultrasonic Methods for Measuring the Mechanical Properties of Liquids and Solids, în: Physical Acoustics, voi. IA, ed. WP Mason (Academie Press, New York).

Mettzler, AH, 1971, Piezoelectric Transducer Materials and Techniques for Ultrasonic Devices Operating Above 100 MHz, în: Ultrasonic Transducer Materials, ed. OE Mattiat (Plenum Press, New York).
Meitzler, AH și E K Sittig, 1969, Caracterizarea traductoarelor piezoelectrice utilizate în dispozitivele cu ultrasunete care funcționează peste 0,1 GHz, J. Appi. Fiz. 40, 4341-4352.
Meltz, G. și W T. Maloney, 1968, Optical Corrélation ut' Fresnel Images, Appi. Optica 7, 2091-2099.
Mertens, R., 1955, Despre difracția luminii prin unde supersonice progresive și permanente, Proc. Indian Acad. Sci. (A) 42, 195-198.
Michael, AJ, 1968, Intensity Method for Stress-Optical Measurements, J. Opt. Soc. A.m. 58, 889-894.
MiNKOFF, JB 1968, Funcționarea modulatoarelor de lumină cu ultrasunete în condiții de excitare electrică aleatorie, J. Acoust. Soc. A.m. 44, 903-911.
Mori, H. și T. Suminokura, 1968, Metoda interferometrică pentru măsurarea spectrelor de difracție a luminii cu ultrasunete, Japonia J. Appi. Fiz. 7, 1518-1522.
Mueller, H., 1935, Teoria efectului fotoelastic al cristalelor cubice, Phys. Rev. 47, 947-957.
Mueller, H., 1938, Determination of Elastooptical Constants with Supersonic Waves, Z. Kristall. 99, 122.
Nelson, DF și M. Lax, 1970, New Symmetry for Acousto-Optic Scattering, Phys. Rev. Lett. 24, 379-380.
Nelson, D. F și M. Lax, 1971, Teoria interacțiunii fotoelastice, Phys. Rev. (B) 3, 2778-2794.
Nelson, D. F și PD Lazay, 1970, Măsurarea contribuției rotaționale la împrăștierea Brillouin, Phys. Rev. Lett. 25, 1187-1191.
Nikitenko, V. 1. și GP Martynenko 1965, Certain Photoelastn Properties of Gallium Arsenide and Silicon, Sov. Fiz. Solid State 7, 494-496.
Nomoto, O., 1954, Theory of the Visualization of Ultrasonic Waves I and II, J. Phys. Soc. Japonia 9, 267-278 și 279-286.
Nomoto, O. și Y. Torikat, 1968, Teoria difracției luminii prin unde ultrasunete: un calcul succesiv de difracție, în: Rapoarte 6th Intern. Congr. acustic. Tokyo (Elsevier Publishing Co., New York, 1969) lucrare H-4-7.
Nye, JF, 1967, Proprietățile fizice ale cristalelor (Oxford Clarendon Press).
Ohmachi, Y. și N. Ucehda, 1971, Acoustic and Acoustooptical Properties of Pb2MoO5 Single Crystal, J. Appi. Fiz. 42, 521-524.
Okolicsanyi, F., 1937, The Wave Slot, An Optical Television System, Wireless Eng. 14, 527-536.
Parks, J. K , 1969, An Acoustooptic Receiver and Fast Spectrum Analyzer for Electromagnetic Signais in the VHF-UHF Range, IEEE Transad. comun. Teh. COM-17, 686-700.
Parthasarathy, S., M. Pancholy și H. Singh, 1954, Difracția luminii prin mai multe fascicule ultrasonice: intensitatea liniilor combinate, J. Sci. și Industrie. Res. 13b, 81-83.
Parthasarathy, S. și H. Singh, 1954, Diffraction de la Lumière par deux Faisceaux d'Ultra-sons, Ann. de Physique (12) 9, 382-384.
Pedinoff, ME și HA Seguin, 1967, Măsurarea directă a constantelor fotoelastice în infraroșu ale siliciului, IEEE J. Quantum Electron. 3, 31-32.
Peterson, GE și PM Bridenbaugh, 1965, Time Resolution in Acoustic Mode Patterns in KDP Crystals, Appi. Optica 4, 1655-1659.

Pharisfau , P., 1956, Despre difracția luminii prin undele supersonice progresive, Proc. Ind. Acad. Sci. 44A, 165-170.
Phillips, JC, 1967, Bond Bending and Stretching Model of Photoelastic Constants, Phys. Lett. 25A, 727-728.

Pinnow, DA, 1970, Guide Lines for the Selection of Acoustooptic Materials, IEEE J. Quantum Electronics QE-6, 223-238.
Pinnow, DA, 1971, Acoustooptic Light Deflection: Design Considérations for First Order Beam Steering Transducers, IEEE Transact. Sony și Ultrason. SU-18, 209-214.
Pinnow D A., 1972, Elasto-Optics, în: Laser Handbook, eds. FT Arecchi și F O. Schulz-Dubois (North I lolland, Amsterdam), urmează să fie publicate.
Pinnow, D. \ și RW Dixon, 1968, Alpha-Iodic Acid: A Solution-Grown Crystal v uh a I ligh Figure ol Merit for Acoustooptic Device Applications, Appi. Fiz. Lett. 13, 156 158.
Pinnow, DA, IG Van! itert, AW Warner și WA Bonnïr, 1969 Lead Molybdate: A Melt-Grown (. rystal with a High Figure of Merit for Acoustic Device Applications, Appi. Phys. Lett. 15, 83-86.
Pinnow, DA, SR Williamson și J. TI Al ut hia, 1969, Acoustooptic Light Deflection-The Design and Operation ol A Simple X, Y-Deflection System, J. Opt. Soc. A.m. 59, 490.
Porreca, F., 1953, On the Propagation of Narrow Light Beams in Liquids Fraversed by Ultrasound, Nuovo Cimento 6, 274-281.
Porri < \, F., 1955, On the Persistence of a Phase Grating in Sonie Suspensions When Stopping the Supersonic Waves, Nuovo (miento 2, 904-906.
Primar W and D. Post, 1959, Photoelastic Constants of Vitreous Silica an 1 li; Elastic (eficientul indicelui de refracție, J. Appi. Phys 30. 779 '88.
Qu vu, CF, C'. D. W Wilkinson și DK Winslow, 1965, Interacțiunea luminii și a sunetului cu microunde, Proc. IEEE 53, 1604 1621.
Raman, CV și NSN Nath, 1936, The Diffraction of Light by High Frequency Sound Waves, Teoria generalizată, Proc. Ind. Acad. Sci 4, 222-242.
Randolph, J. și I Morrison, 1971, Modulation Transfer Characteristics of an Acoustooptic Deflector, Appi. Optica 10, 1383–1385; 1453-1454.
Rao, KC 1955, Măsurătorile de intensitate ale ordinelor de difracție cu ultrasunete, Proc. Ind. Acad. Sci (A) 42, 331-335.
Rao, BR, 1956, Die Beugung von Licht Durch Ultraschallwellen bei 300 MHz, Nature (Londra) 178, 160-161.
Rvo. BR și JS Murty, 1958, Difracția luminii prin câmpuri ultrasunete slabe, Z. Physik 152, 440-447.
Ramavataram, K., 1955, Ultrasonic Diffraction Patterns in Some Optical Glasses, J. Opt. Soc. \ m. 45 749-759
Reeder, Γ. M. și D. k Winslow, 1969, Characteristics of Microwave Acoustic Transducers for Volume Wave Excitation, IEEE Transact. Microunde Fheory și Techn. MTT-17, 921-941.
Rosenthal, A Fl 1955, Controlul culorii prin gratare cu unde ultrasonice. J. Opt. Soc. A.m. 45, 751-756.
Rosenthal, AH, 1961, Aplicarea modulării luminii cu ultrasunete la înregistrarea, afișarea, analiza și comunicarea semnalului, IRE Transact. Ultrasunete. ing. 8 1-5.
Sacoccio, EJ 1967, Application of the Dynamical Theory of X-ray Diffraction to Holo-graphy, J. Appi. Fiz. 38, 3994-3998.
Schmidt, RV, 1970, Optical Probing of Bulk Waves Present in Acoustic Surface Wave Delay Lines ($LiNbO_3$), Appi. Fiz. Lett 17, 369-371.

Schulz, MB 1968, Polarization of Light Bragg Difracted by Sound in Optical Isotropie Solids, IEEE J. Quant. F lectronics QE-4, 232-234.
Schulz, MB, MG Holland și L. Davis, 1967, Optical Puise Compression Using Bragg Scattering by Ultrasonic Waves, Appi. Fiz. Leti 11, 237.
SiEGMAtl AE, C F. Qi ate, J. Bjorkholm and G Francois, 1964, 1 requency I rinsla-tion ol a H «.-Ne Laser. Frecvența de ieșire prin cuplarea ieșirii acustice în interiorul cavității rezonante, Appi. Fiz. Let 5. 1-2.

Sittig, EK, AW Warner] și HD Cook, 1969, Bonded Piezoelectric Transducers for Frequencies Beyond 10Ó MHz, Ultrasonics 7, 108-112.
Sittig, EK și GA Coquin, 1970, Vizualizarea modurilor de vibrație plane-deformare ale unui cilindru lung capabil să producă radiații sonore, J. Acoust Soc. Am 48, 1150-1159.
Sittig, EK, 1969, Efectele de legătură și straturile de electrozi asupra parametrilor de transmisie ai traductoarelor piezoelectrice utilizate în liniile de întârziere digitale cu ultrasunete, IEEE Transact. Sony și Ultrason. SU-Í6, 2-10.
Slaymaker, FH, 1968, Analizor de spectru cu efect Debye-Sears în timp real pentru frecvențe audio, J. Acoust. Soc. A.m. 44, 1140-1142.
Sliwinski, A. și M. Labowski, 1968, Some Aspects of Laser Light Diffraction by an Ultrasonic Wave in Inhomogeneous Media, în: Reports 6th Intern Congr. acustic. Tokyo (Elsevier Publishing Co.. New York 1969) lucrare H-4-9.
Smith, AW, 1968, Difracția luminii prin unde magnetoeleastice, IEEE Transact. Sony și Ultrason. SU-15, 161 167.
Smith, TM și A. Korpel, 1965, Measurement of Light-Sound Interaction Efficiencies in Solids, IEEE J. Quantum Electronics QE-1, 283.
Smits, FM și LE Gallaher, 1967, Design Considérations for a Semipermanent Optical Memory, Bell Syst. Teh. J. 56, 1267-1278.
Sorin, AS, V E. Perfilova și AS Vasilevskayv, 1967, Phenomenological Description of the Electrooptical and Elastooptical Properties of Ferroelectric Materials, Bull. Acad. Sci. URSS Fiz. Ser. 31, 1142-1145.
Spevrs, VL și R. Bray, 1968, Modulation of Optical Absorption at the Intrinsic Edge by Acoustoelectric Domains in n-Galliium Arsenide, Appi. Fiz. 1 ett. 12, 118-120.
Spencer, E. G , PV Lenzo și AA Ballman, 1967, Materiale dielectrice pentru aplicații electro-optice, elastooptice și cu ultrasunete, Proc. 11 IE 55, 2074-2108.
Sweeney, HE and WE Budd, 1970, The Number of Resolvable Spots in a Photoelastic Beam Deflection System, Proc. IEEE 58, 1162-1163.
Tell, B., JM Worlock și RJ M \rtin, 1965, Enhancement of Elastooptic Constants in the Neighborhood of a Bandgap in Zinc Oxyde and Cadmium Sulfide, Appi. Fiz. Lett. 6, 123-124.
Thaler, WJ, 1964, Modularea în frecvență a unui fascicul laser He-Ne prin unde ultrasunete în cuarț, Appi. Fiz. Lett 5. 29-31.
Thurston, RN, 1964, Wave Propagation in Fluids and Normal Solids, în: Physical Acoustics, voi. IA ed. WP Mason, (Academie Press, New York).
Tiersten, HF, 1970, Factori de cuplare electromecanică și constante materiale fundamentale ale plăcilor piezoelectrice vibrante, cu ultrasunete 8. 19-23.
Toepler, A., 1867, Optische Studien nach der Méthode der Schlieren Beobachtung, Pogg. Ann. d. Physik 131, 180-215.

Torguet, R. și E. Dieulesaint, 1969, Continuons Deflection of Light with Longitudinal Acoustic Waves, Electron. Lett. 5, 632-633.
Tsai, CS, 1971, Creșterea intensității difracției Bragg datorită rezonanței acustice și aplicarea ei pentru demultiplexare și multiplexare în comunicarea cu laser, Appi. Optica 10, 215-218.
Tsai, CA și BA Auld, 1966. Multiple Acoustic Diffraction Techniques for Frequency Shifting of Laser Beams. Proc. IEEF 54. 1217-1218.
Tsai, CS și HV Hance, 1967, Optical Imaging of the Cross Section of a Microwave Acoustic Beam in Rutil by Bragg Diffraction of a Laser Beam, J. Acoust. Soc. A.m. 42, 1345-1347.
Tsai, CS și HV Hance, 1970, Investigarea experimentală a capacității de rezoluție a tehnicilor de vizualizare a fasciculului cu ultrasunete cu microunde folosind difracția Bragg a fasciculului laser, J. Acoust. Soc Am. 48, 1110 1118.
Uchida, N., 1968, Elastooptic Coeficient of Liquids Determined by Ultrasonic Light Diffraction Method, Japan J. Appi. Fiz. 7, 1259-1267.

Lìchida, N.. 1969, Direct Measurement of Photoelastic Cofficients by Ultrasonic 1 ight Diffraction Technique, Japan J. Appi. Fiz. 8, 329-333.
Uchida, N. și H. Iwasaki, 1969, Two-Dimensional Acoustooptical Deflector, Japonia J. Appi. Fiz 8. 811.
Uchida, N. și Y. Ohmachi, 1969, Elastic and Photoelastic Properties of TeO_2 Single Crystal, J. Appi. Fiz. 40, 4692-1695.
Uchida, N. și Y. Ohmachi, 1970, Acoustooptical Light Deflector Using TeO_2 Single Crystal, în: I Jigest IV Intern. Cant. Alege. Conf. Kyoto, Japonia, lucrarea 5-2.
Uchida, N. și Y. Ohmac hi, 1970, Acoustooptical Light Deflector Using TeO_2 Single Crystal, Japan J Appi. Fiz. 9, 155-156.
Vasilevskaya, AS și AS Sorin, 1969, Proprietăți electrooptice și elastooptice ale cristalelor grupului de fosfat dihidrogen de potasiu și relația lor cu structura, Kristallographiya 14, 713-716.
VvsiLivsKAYA, AS și AS Sorin, 1967, Proprietăți electrooptice și elaslooptice ale cristalelor de fosfat dihidrogen de amoniu deuterat, Sov. Fiz. Stare solidă 8, 2756-2757.
VasilevsJFaw, AS, AS Sorin și JS Rez, 1967, Proprietăți electrooptice și elastooptice ale arseniaților de dihidrogen al metalelor alcaline, Sov. Fiz. Solul State 9, 986-987.
Venu rini, 1 1,1 G Spenc ih și AA Ballman, 1969, Elastooptic Properties of Hi, GeO_{20}, $Bi_{12}SiO_{20}$, and $Sr,Bj_{1_x}Nb_2O_6$, J. Appi. Fiz. 40, 1622-1624.
Wemple, SH și M. DiDomenico, 1970, Theory of the Elastooptic Etlect in Nonmetalic (rystals, Phys. Rev. Bl, 193-202.
Whiiman, R., A. Korpel și S. Lotsoff, 1967, Application of Acoustic Bragg Diffraction to Optical Processing Techniques, în: Prue. Symp. Optica modernă (Presa Politehnică) p. 243-256.
Whitman, R. L și A. Korpil, 1969, Probing of Acoustic Surface Perturbations by Coherent Light, Appi. Opta. 8. 1567–1576.
Wu, Wei-Hau, 1970, Calculul eficienței de deviere într-un deflector acusto-optic modulat de fază, Appi. Opta. 9, 506-507.
Yamasaki, M., 1970, Ear-Field Diffraction Patterns of Scattering Light Arising From Interaction Between Acoustic and Light Waves with Complex Amplitude Distributions, Japonia J. Appi. Fiz. 9 497-504.

Zankel, K. L 1959, The Effect of a Progressive Ultrasonic Wave on a Light Beam of Finite Width, Naturwissenschaften 46, 105-106.
Z\nkil, KL și EA Hiedemann, I960, Difracția unui fascicul îngust de lumină prin l Itrasonic Waves IRE Transact. pe Ultrasunete. ing. I E-7, 71-75.
Zitter, RN, 1968, Ultrasonic Diffraction of Light by Short Acoustic Pulses, J. Acoust. Soc. A.m. 43. 864-870.

VII

TEORIA DETECȚIEI CUANTICE

DE

CARL W. HELSTROM
Departamentul de Fizică Aplicată și Știința Informației, Universitatea din California, La Lolla, California 92037, SUA

CUPRINS

PAGINĂ

§ 1. Teoria detectiei

La întrebarea „Care este cea mai slabă lumină detectabilă?” răspunsul simplu este „un foton”. Cu toate acestea, nu prezența oricărei lumini este cea care interesează în mod obișnuit, ci prezența luminii care provine dintr-o anumită sursă sau care posedă caracteristici specifice. Astronomul vrea să știe dacă există o stea într-un anumit punct al cerului, spectroscopistul dacă este emisă lumină cu o anumită lungime de undă. Într-un radar laser, recepția unui semnal luminos dintr-o anumită direcție indică prezența unei ținte. Întrebarea noastră trebuie să includă natura luminii care trebuie detectată. de exemplu prin specificarea câmpului electromagnetic a cărui prezență sau absență la deschiderea unui instrument de observare urmează să fie determinată.

Detectarea implică decizie. Câmpul luminos specificat este prezent sau nu? Un observator trebuie să decidă, dar să decidă că nu poate fără răspundere. Lumina termică de fundal este de obicei incidentă pe deschiderea instrumentului său și, din cauza naturii sale aleatorii, acest câmp de fundal nu poate fi prezis și scăzut. Lumina de detectat este ea însăși un fenomen aleatoriu, atât din cauza haosului inerent surselor naturale, cât și din cauza caracterului fotonic împărtășit de toate formele de lumină, coerentă sau nu. Atunci când spunem că un anumit câmp luminos este detectabil, de aceea, trebuie să precizăm și cu ce probabilitate de eroare. Întrebarea noastră este complexă, iar „un foton” este un răspuns inadecvat.

Un receptor de lumină trebuie privit ca luând - sau asistând un observator să ia - decizii cu privire la prezența sau absența unui câmp luminos specific la deschiderea sa, iar aceste decizii sunt supuse erorii. Cel mai eficient sistem optic le permite să fie realizate cu o probabilitate minimă de eroare, iar performanța acestui sistem optim determină cea mai slabă lumină detectabilă. Modul de proiectare a receptorului optic optim este o problemă în teoria detectării, care este practic o aplicație a statisticii! testarea ipotezelor sau „teoria deciziei”. Vom începe cu o schiță a teoriei de detecție adecvată pentru fizica clasică și apoi vom arăta cum este modificată pentru a lua în

considerare legile mecanicii cuantice. După aceea, va fi propus și analizat un model al unui receptor cuantic ideal

determina detectabilitatea atât a luminii lasei coerente, cât și a luminii naturale incoerente. Principala noastră preocupare va fi să descoperim limitările fundamentale ale detecției optice impuse de natura luminii dorite și de iluminarea de fundal nedorită.
Tratamente detaliate ale teoriei detectiei cuantice si aplicatiile sale pot fi gasite in lucrarile scriitorului [1967-1970]. O revizuire a lui Helstrom et al. [1970] subliniază relația sa cu comunicațiile optice. Articole care o aduc în studiul comunicării optice prin atmosfera turbulentă au fost publicate de Kennedy și Hoversten [1968], Kennedy [1970] și Hoversten, Harger și Halme [1970]. Teoria detectării, bazată pe statisticile clasice, a fost aplicată la detectarea luminii prin intermediul suprafețelor fotosensibile în lucrări de Reiffen și Sherman [1963], Helstrom [1964, 1971], Goodman [1966], Bakut, Vygon, Kuriksha, Repin și Tartakovskii [1966], Stefanyuk [1966], Bakut [1966, 1967], Ginzburg [1966], Bar-David [1969], Karp și Clark [1970], Karp, O'NEiLLand Gagliardi [1970] și Gagliardi [1972]]. Nu vom încerca să rezumam această lucrare aici.
Un telescop este folosit nu numai pentru a descoperi o stea, ci și pentru a măsura locația și puterea radiantă a acesteia, iar un spectrometru măsoară lungimile de undă și fluxurile radiante ale liniilor spectrale. Un radar laser determină distanța până la o țintă prin măsurarea timpului scurs până la sosirea unei lumini coerente reflectate. Fiecare dintre aceste instrumente poate fi considerat ca estimând anumiți parametri ai câmpului luminos la deschiderea sa, iar rezultatele sale sunt sigure pentru eroare din cauza naturii aleatorii a acelui câmp, supus fluctuațiilor cuantice și corupt de lumina de fundal. Pe măsură ce câmpul primar devine mai slab, eroarea crește; și vom arăta cum pot fi evaluate limitările aferente puterii de măsurare a unui instrument optic. În acest scop, vom apela la statistică! teoria estimarii. Ne întoarcem mai întâi la detecție.

1.1. DETECȚIE BINARA

Receptorul optic este considerat ca procesează câmpul luminos care apare la deschiderea sa A într-un interval de timp (0, T), iar limitările fundamentale ale capacității sale de a detecta sunt scoase la iveală prin întrebarea ce ar putea realiza un instrument arbitrar care prelucrează acest câmp de deschidere. . Presupunem mai intai ca in timpul intervalului de observatie instrumentul extrage din camp anumite date, reprezentate printr-o multime de numere Xj, x2,..xn, sau printr-un vector χ = (-Vi, x2....xn). Aceste date ar putea fi, de exemplu, valorile unuia
componentă a câmpului de deschidere în diferite puncte r¡ e A și ori t¡ e (0, T). Ulterior, setul de date va fi extins conceptual până când va cuprinde toate informațiile disponibile în domeniu. Pentru moment vom ignora orice quan

limitări tum-mecanice asupra achiziției datelor x, limitându-ne astfel la domeniul fizicii clasice. Teoria detectării cuantice va fi introdusă în § 2. Detalii și dovezi ale celor ce urmează pot fi găsite în texte

precum cele ale lui Middleton [1960], Helstrom [1968c] și Van Trees [1968].
Instrumentul trebuie să decidă, pe baza datelor x, dacă un anumit câmp există ca component al câmpului total la deschidere sau dacă deschiderea conține doar un câmp datorat fundalului. Se alege între două ipoteze, (Ho) câmpul este absent, fiind doar la îndemână, și (HQ câmpul este prezent împreună cu ./”0. Câmpul se numește în mod obișnuit semnal, F 0 zgomot.
Datorită naturii stocastice a câmpului de deschidere, datele Xj, x2, · · ·, x„ sunt variabile aleatoare, iar aceste două posibilități Ho și H, corespund unor funcții distincte de densitate de probabilitate (pdf) ale datelor x. Sub ipoteza Ho datele sunt distribuite conform pdf p0(x}, x2, . . ., x„) = p0(x), sub H, conform pdf Pι(χλ, x2, · ■ -, xn) = /'i(x)· Primul descrie statistica! proprietățile câmpului de fundal, acestea din urmă cele ale câmpurilor combinate și Presupunem că ambele pdf sunt complet cunoscute. Instrumentul sau observatorul care îl folosește alege de fapt unul dintre aceste pdf-uri ca fiind mai compatibil cu datele.
Modul în care se face alegerea se numește strategie și este cel mai bine vizualizat în termenii spațiului euclidian /rd'mensional al datelor x = (xj, x2, ..., x„). Strategia corespunde unei împărțiri a acestui spațiu în două regiuni Ro și Ri. Când punctul de date x se încadrează în regiunea Ro, se selectează ipoteza Ho; când x se încadrează în /?t, se alege Ht. Fig. 1.1 ilustrează această împărțire a lui a
Fig. 1 1. Regiuni de decizie în două dimensiuni.
spațiu de date bidimensional. Ne imaginăm strategia ca fiind încercată din nou și din nou. Datele fiind variabile aleatoare, punctul x se încadrează ici și colo în spațiul cu densitatea de probabilitate p0(x) sau /η(χ) în funcție de ipoteza care se întâmplă să fie corectă.

Când ipoteza Ho este adevărată și punctul de date x se încadrează în regiunea Ă(, ipoteza Ht este aleasă incorect și se spune că apare o eroare de primul fel. Probabilitatea sa este
ôo = I PJv)d''.v.   (1,1)
* Ri
unde d"x = dxqdx, . . . dx" este elementul de volum rectiliniu din spațiu. În teoria detectării Qq se numește probabilitatea de fals-alarni. Când, pe de altă parte, Hi este adevărat și x se încadrează în Ro, ipoteza Ho este ales incorect și apare o eroare de al doilea fel, sau „concediere falsă”, probabilitatea acesteia este
Qi = pt(x)<l"x   (1-2)
* Ro
Deoarece H, este asociat cu prezența câmpului căutat ->· și Ho cu absența acestuia, probabilitatea complementară
<?d = 1-<?1=   (1-3)
J Ri
alegerea lui Hț când H¡ este adevărată se numește probabilitate de detectare. Statisticienii cali Qo marimea. Qd puterea statisticii! Test.
În acest moment intră în teorie un element metafizic. Trebuie să precizăm cât de grave sunt aceste erori, iar acest lucru se face cel mai convenabil prin introducerea costurilor Co ale unei erori de primul fel și Ct ale unei erori de al doilea fel. Dacă în plus cunoaștem

probabilitatea anterioară ζ a ipotezei Ho și (1 — ζ) a lui bf - adică dacă știm cât de des într-o serie lungă de încercări apare fiecare ipoteză -, putem calcula costul mediu C asociat cu orice strategie.
c = (ic)c1e1+cc„<20
= (i-oc,
pe care o putem Scrie ca
1- p1(x)d"x +CC0 />o(x)d"x, J Ri J JR!

t/'i(x)- l<> Po(x)]d"x
prin introducerea constantei
(i-Oc,'
(1,4)
(1,5)
(1,6)
Criteriul Bayes pentru optimitatea unei statistici! testul necesită ca costul mediu C să fie minim. Strategia care realizează acest lucru se numește

Strategia Bayes y, și pentru a o găsi mutăm suprafața care împarte R{ de Ro în spațiul de date până la costul mediu dat de ecuația. (1.5) este cât se poate de mic.
Minimizarea C implică maximizarea integralei din partea dreaptă a ecuației. (1,5). iar acest lucru se face prin introducerea în regiune /?! toate punctele x pentru care P](x) > AqPq(x) și în regiunea Ro tot restul. În mod echivalent, strategia Bayes alege ipoteza Ho ori de câte ori Л(x) < Лo și Ht când-oricând Л(x) > Лo. Unde
Л(x) = Pi(x)IPo(x)   (1,7)
se numește raportul de probabilitate. Numărul Ao cu care este comparat se numește nivel de decizie.
Întrucât costurile Co și Q și probabilitatea anterioară ζ pot să nu fie întotdeauna cunoscute cu acuratețe, un punct de vedere alternativ se renunță la ele și pur și simplu fixează probabilitatea de alarmă falsă Qo la un nivel pe care observatorul și-l poate permite. Se caută apoi strategia de maximizare a probabilității Qd de detectare. Acest obiectiv se numește criteriul Neyman-Pearson. Rezultă aceeași strategie: alegeți ipoteza Ho ori de câte ori Л(x) < Ao și ipoteza H] în caz contrar. Nivelul de decizie Лo este setat astfel încât probabilitatea de alarmă falsă
ρ0 = Pr [Л(x) > Л0|H0]   (1,8)
este egală cu valoarea prestabilită.
Instrumentul optim pentru detectarea câmpului JP este, prin urmare, unul care evaluează într-un fel raportul de probabilitate Л(x) pentru câmpul la deschiderea sa A în timpul intervalului de observare (0, T), setul de date x fiind mărit cu cât mai mult timp. eșantionare mai fină până când toate informațiile conținute în teren sunt utilizate. Dacă criteriul Bayes sau Neyman-Pearson este piefered nu afectează proiectarea instrumentului optim, ci doar valoarea Ao cu care este comparată ieșirea lui Л(x).
1.2. DATE DISCRETE ȘI RANDOMIZARE
Practicitatea poate limita tipul de procesare la care poate fi supus câmpul de deschidere. Poate fi necesar, de exemplu, să se concentreze câmpul pe o suprafață fotoelectrică și să se numere electronii emiși în timpul intervalului de observare din diferite regiuni ale acestuia. Este necesară o strategie de decizie care să utilizeze numerele ca date

x = (xx, x2,. . x„) și care să îndeplinească unul dintre criteriile de optimitate. Datele sunt acum variabile aleatoare discrete.
Se poate realiza același tip de analiză ca și ceea ce tocmai am prezentat; este doar necesar să se înlocuiască intégrais peste densitățile de probabilitate ca în ec. (!.!)-(1,5) cu sume peste probabilități. Cel mai bun sistem este acum

unul care își bazează deciziile pe. raportul de probabilitate
l(.t) = Л(x) /'(I(x), (1,9)
care este coeficientul probabilităţilor P0(x) şi Pi(x) ale datelor din cele două ipoteze. Raportul de probabilitate zl(x) va fi o variabilă aleatorie discretă, luând valori numai pe un set numărabil de numere.
Conform criteriului Bayes, ipoteza H(este aleasă dacă zl(x) depășește nivelul de decizie Ло dat de ecuația (1.6).
Când criteriul Neyman-Pearson este aplicat datelor discrete x, valoarea preasignată a probabilității de alarmă falsă Qo poate să nu fie atinsă prin setarea /l0 egală cu oricare dintre seturile discrete de valori care raportul de probabilitate A(x) poate prelua. Apoi, este necesară randomizarea deciziei.
Imaginați-vă valorile posibile л,- pe care le poate presupune raportul de probabilitate Л(x) așa cum sunt dispuse în ordine crescătoare,
0 — A j M < ... Z(- _ jλ; + jCO .
Fiecare dintre acestea are o anumită probabilitate
P.- Pr {Л(x) = Â;|H0} (1,10)
de a se produce sub ipoteza Ho. Să presupunem că stabilirea nivelului de decizie la unul dintre z, să zicem /Γ, produce o probabilitate de alarmă falsă prea mare și că luarea următoarei în ordinea A", produce una prea mică,
Σ P.>бo> Σ p,. (i.ii)
Strategia randomizată alege apoi ipoteza Ho ori de câte ori Л(x) < A' și Hr ori de câte ori Λ(χ) Ξί A" > A'\ dar când A(x) = A', ipoteza Ht este aleasă cu o anumită probabilitate f și Ho cu probabilitatea 1 —f., de exemplu, aruncând o monedă corect părtinită. Valoarea off este aleasă astfel încât probabilitatea de alarmă falsă
ôo = Σ WPrMW = Л'IH.,} (1,12)
λί> Λ'
preia valoarea prestabilită. Probabilitatea de detectare este atunci
<2d = Σ Pf ! Ux) = Л|н^+/Pr {л(x) = /l'iHj. (1 1?) λι>Λ'
Vom avea nevoie de acest tip de strategie randomizată atunci când receptorul este unul care numără fotonii.
Ca exemplu, să presupunem că decizia se bazează pe un singur număr n de fotoni a căror distribuție sub fiecare ipoteză are forma Bose, dar

cu mijloace diferite, n0 si ut. n1 > n0,
P¡(n) = (lv¡)v", v¡ = iìf1), i = 0,1. (1,14)
Bazarea deciziei pe raportul de probabilitate A(n) este acum echivalent cu baza acestuia pe numărul n de numărări. O regulă de decizie aleatorie ar stabili un anumit nivel de decizie integrai θ și ar alege ipoteza Hj când η > θ și Ho când η < θ, alegând ipoteza Hi cu probabilitate f ori de câte ori numărul n este egal cu θ exact. Apoi ecuațiile. (1.12) și (1.13) devin
ed = o!+'+/(ir,H. l' ;

Din prima dintre acestea se pot determina cu ușurință valorile lui θ și/, 0 < f 1. Alte exemple, care implică numărarea fotonilor sau fotoelectronilor, se găsesc în Helstrom [1969a, 1971].

1.3. IPOTEZE COMPUSE

Până acum am presupus că observatorul sau proiectantul receptorului opticei are cunoștințe complete despre p0(x) și Pi(x) ale pdf-ului care guvernează datele x în cadrul celor două ipoteze, care sunt, prin urmare, numite simple. Deși p0(x) poate fi cunoscut în întregime - descrie câmpul de fundal în aplicațiile noastre -, se întâmplă adesea ca pdf p/x) al datelor din ipoteza Hj să depindă de anumiți parametri ale căror valori sunt necunoscute a priori. Aceștia sunt de obicei parametri ai câmpului care trebuie detectați, cum ar fi amplitudinea totală sau nivelul fluxului, faza unui câmp coerent sau timpul de sosire și lungimea de undă a unui laser. Ipoteza H, este denumită apoi compozită, iar pdf-ul datelor sub H! se scrie ca p/x; θ), unde θ = (θt, θ2, · · θm) reprezintă colecția de m parametri necunoscuți.

Dacă se cunoaște o pdf anterioară ζ(θ) a acestor parametri, reprezentând frecvențele relative cu care valorile lor se încadrează în diverse intervale, iar dacă costul erorii Cj este independent de parametrii θ, criteriul Bayes necesită alegerea între ipoteza simplă Ho și ipoteza compozită Hi să se bazeze pe raportul de probabilitate medie

Λ(χ) = Jz(0)A(x; 0)dm0.

A(x: 0) = p/x; 0)/po(x), (1Л6)

care se compară ca mai înainte cu nivelul de decizie Ao dat de ec. (1.6). Criteriul Neyman-Pearson specifică acum că probabilitatea medie de detectare

&,[.-] = 11 z(0)p,(x O)d-0d"x (1,17)

să fie maximă, probabilitatea de alarmă falsă Qo fiind fixă; și conduce la compararea aceluiași raport de probabilitate medie Λ(χ) cu un nivel de decizie Ло setat pentru a produce o probabilitate de alarmă falsă prestabilită.

Ocazional, testul Neyman-Pearson al ipotezei Ho față de o ipoteză H1 cu un set cunoscut de valori θ conduce la o dihotomie a spațiului de date în două regiuni Ro și R{ care este independentă de parametrii θ. Acest lucru se întâmplă atunci când raportul de probabilitate A(x; θ) depinde de datele x numai printr-o funcție /(x) care nu implică parametrii θ. Decizia se poate baza apoi pe valoarea lui/(x) pentru datele disponibile. O astfel de funcție/(x) se numește statistică suficientă. Se spune că testul este cel mai puternic și se aplică oricare ar fi z(0} pdf anterior).

Dacă pdf anterioară c(0) este necunoscută și dacă nu există un test uniform cel mai puternic, un observator conservator poate dori să folosească testul Neyman-Pearson care se bazează pe pdf anterior cel mai puțin favorabil z(0). Cel mai puțin favorabil pdf anterior ζ(θ) este cel pentru care probabilitatea maximă medie de detecție Qd [c] este minimă, probabilitatea de alarmă falsă fiind menținută fixă. Aplicația principală a conceptului de distribuție cel mai puțin favorabilă este detectarea unui semnal coerent sau a unui câmp de fază necunoscută φ. Distribuția cea mai puțin favorabilă a lui φ este cea unilorm,

z(</>) = (2π)_1, 0^φ<2π, (1,18)

iar probabilitatea de detectare atinsă de sistemul rezultat este independentă de faza reală φ a câmpului coerent care se întâmplă să fie prezent. Această independență este caracteristică pdf-urilor cel mai puțin favorabile (Helstrom [1968c] p. 159). Dacă, pe de altă parte,

observatorul ar ști ce fază φ poartă câmpul atunci când este prezent, ar putea construi un receptor cu o probabilitate mai mare (2d(</>) de detectare pentru aceeași probabilitate de alarmă falsă. Cu câmpuri luminoase. această cunoaștere a fazei este rareori de avută.

1.4. DETECȚIA PRAGULUI

Atunci când puterea totală S a câmpului de detectat este necunoscută, detectorul optim nu poate fi construit în multe cazuri, deoarece raportul de probabilitate care determină structura sa este o astfel de funcție a lui S încât nu există un test uniform cel mai puternic. Există două direcții de acțiune. Una este de a proiecta receptorul pentru o putere de semnal standard 50, iar pentru alte puteri S ψ 50 să accepte o probabilitate de detectare Qd(5) mai mică decât maximul posibil.

O abordare alternativă este de a postula situația nefavorabilă a semnalelor foarte slabe și de a proiecta receptorul astfel încât să fie optim în limita puterii semnalului de dispariție 5 ->■ 0. Raportul de probabilitate A(x; S) în funcție de puterea S a semnalul este extins într-o serie de puteri aproximativ S — 0,

H(x;S)=l + saJ(X;S) +|S2 a2Л<x; S) +..„ (1,19) ôS - ¿S2s=0

Receptorul își bazează deciziile pe coeficientul celei mai mici puteri a lui S care apare, de obicei (ôd/c'S')s=0 sau (â2/l/<952)s=0, comparându-l cu un nivel de decizie setat pentru a produce un pre - probabilitate de alarmă falsă atribuită. Această schemă este cunoscută sub denumirea de detectare a pragului (Middleton [1960, § 19.4; 1966]).

Atunci când sunt disponibile un număr M de seturi de date independente statistic xu>, / = 1,2,..., T/, dintre care toate fie conţin câmpul fie nu, decizia se poate baza pe suma Z a unui anumită funcție /(x(n) a fiecărui set de date,

M

Z = £/(χω), (1,20)

J = 1

ipoteza H] fiind aleasă atunci când Z depăşeşte un anumit nivel de decizie Zo. Logaritmul raportului de probabilitate al datelor, În Л(x(1), x(2), ..., x<M)), va fi o astfel de statistică. Dacă M» 1, Z va avea aproximativ o distribuție gaussiană în ambele ipoteze Ho și H15 în virtutea teoremei limitei centrale (Cramer [1946] p. 213), iar probabilitățile de falsă alarmă și detecție vor fi

Qo x erfc x = (2π)-^ | exp (—)d/, (121)

* X

Qd x erfc (x — Δχ M). (1,22)

Here x este legat de nivelul de decizie Zo, iar Л (У) este un raport efectiv semnal-zgomot dat de

= (123) Var0/

unde Var0 este varianța statisticii /(x) când nu este prezent niciun semnal, iar E reprezintă valoarea așteptată.

Dacă fixăm acum probabilitățile Qo și Qd și lăsăm M să crească, puterea semnalului S necesară va scădea. Cea mai bună statistică /(x) de utilizat va fi, pentru M^> 1, cea pentru care raportul efectiv semnal-zgomot d(5) este cel mai mare în limita S1 -> 0. Această statistică optimă poate fi arătată cu ușurință să fie statistica de prag tocmai descrisă prin ecuația. (1.19) (Rudnick [1962]). Astfel, dacă comparăm doi detectoare care formează funcții diferite /(x) ale datelor, pentru aceleași valori ale Qo, Qd și M Z> 1, detectorul de prag va necesita puterea mai mică a semnalului S.

1.5 IPOTEZE MULTIPLE

Un sistem de comunicație poate transmite oricare dintre M impulsuri laser de diferite forme sau lungimi de undă diferite, fiecare corespunzând unui simbol al unui alfabet de M simboluri în care au fost codificate mesajele. Un puise este trimis o dată la fiecare T secunde. În timpul fiecărui interval de durata de T secunde când sosește un semnal transmis, receptorul trebuie să decidă care dintre cele M impulsuri posibile a fost trimis. Deciziile sale se bazează pe datele x obținute, de exemplu, prin eșantionarea câmpului la deschiderea receptorului în timpul intervalului. Sistemul optic receptor trebuie să permită acum o alegere nu între două, ci între /V ipoteze, pe care le etichetăm H,·, y = 1, 2, . . ., Λ7. În ipoteza H,, „Al-lea/al-lea semnal este prezent”, datele x sunt descrise printr-o funcție de densitate de probabilitate p/x). Spunem că receptorul trebuie să efectueze un test de ipoteze multiple.

Criteriul Bayes al costului mediu minim poate fi aplicat din nou dacă cunoaștem probabilitățile anterioare ale fiecărei M ipoteze, cu

M
Σ C- = t J=i

iar costurile C,7 ale alegerii ipotezei H,· când H,· este adevărată. Costul mediu este atunci

mm p
? = Σ ΣíA (1,24)
1=1 j=l J Ri

unde R¡ este regiunea spațiului de date pentru care este selectată ipoteza H. Costul mediu C este minim pentru o strategie care calculează riscurile M posterioare

M
(1,25) j = i

și selectează ipoteza cu cel mai mic risc posterior. Here

P(H/| x) = ζ,-p/ x)/p(x) (1,26)

este probabilitatea posterioară a ipotezei H, la observarea datelor x. cu

M
p(x) = Σζ·ρ{χ' G·27)
1 = 1

funcția de densitate a probabilității totale a datelor x.

Să introducem pdf p0(x) al datelor atunci când nu este prezent niciun câmp de semnal, ci doar câmpul de fundal 0. Ea corespunde unei pseudo-ipoteze Ho că 0 singur este la îndemână. Apoi, prin împărțirea numărătorului și a numelui

inator de eq. (1.26) prin p0(x), putem include probabilitățile posterioare de care depinde decizia ca

P(H7|x) = ζ,-Λ/χ)/. 4a(x), Λζ(λ·) = ρ7·(χ)/ρ0(χ), jI = 1, 2.....M,
/1a(x) = \ /lft(x), (1.28)
Λ=1

unde Λ7·(χ) este raportul de probabilitate pentru a decide între ipoteza H7 și pseudo-ipoteza Ho. În această formă, trecerea la limita eșantionării exhaustive a câmpului de deschidere se realizează cel mai ușor.

Când costurile erorii sunt egale, iar deciziile corecte nu costă nimic,

Ci7· = C. i Ψ j; Cit = 0. tot z, (1,29)
strategia Bayes necesită selectarea acelei ipoteze pentru care probabilitatea posterioară /?(H(|x) este maximă. Aceasta este regula Bayes familiară pentru alegerea dintre un număr de ipoteze statistice. În mod echivalent, se alege ipoteza H¡ pentru care Лг (x) este cea mai mare.

Estimarea unui parametru necunoscut 0 al unui câmp sau al lui pdf /?(x; 0) poate fi considerată o versiune continuă a testării ipotezelor multiple . Într-adevăr, dacă ne mulțumim să decidem în care dintre un număr de game finite de valori se află parametrul 0, estimarea devine echivalentă cu alegerea dintr-un număr de ipoteze H7. Vom vedea în § 6 că formularea Bayes a testării ipotezelor multiple poate fi transferată direct la estimare.

§ 2. Teoria detectiei in mecanica cuantica

2.1. DETECȚIA BINARĂ

În schița noastră a teoriei detectării din prima secțiune, am arătat că cel mai bun instrument optic pentru detectarea binară este acela care generează un raport de probabilitate Л(x) pentru eșantioanele x din câmpul său de deschidere în timpul intervalului de observație; și am presupus că acest lucru va fi în cele din urmă realizat cu un set de eșantioane x care epuizează toate informațiile din acel domeniu. Câmpul ar trebui să fie eșantionat în punctele r, în diafragma și în momentele f¡ în intervalul de observație, care nu sunt decât infinitezimal separate. Această eșantionare infinit densă trebuie să fie posibilă doar conceptual; același rezultat poate fi obținut prin filtrarea corespunzătoare a câmpului de deschidere. Astfel, în fizica clasică, această trecere la limita unui număr infinit n de date, așa cum este cerut de teoria detectării, nu prezintă dificultăți serioase.

Câmpurile de lumină, totuși, sunt supuse legilor mecanicii cuantice, care limitează amploarea și precizia cu care câmpurile pot fi măsurate. Amplitudinea și faza unui câmp coerent, de exemplu, nu sunt măsurabile simultan cu o acuratețe perfectă; iar măsurătorile unui câmp în puncte de pe conurile de lumină ale celuilalt interferează. Deși câmpurile care conțin mulți fotoni pot fi tratate în conformitate cu finele fizicii clasice, când, ca în multe probleme de detecție optică, puțini fotoni pot fi disponibili, trebuie luat în considerare comportamentul mecanic-cuantic al câmpurilor. Prin urmare, trebuie avută o anumită atenție în prescrierea modului în care trebuie prelevate probele x pentru a utiliza toate informațiile din câmpul de deschidere. Într-adevăr, avem nevoie de o reformulare a teoriei detecției în termeni mecanici cuantici.

În mecanica cuantică este dificil să se trateze măsurătorile unui sistem într-o succesiune de timpi, iar pentru a evita această dificultate în studierea detectării luminii, ne imaginăm un experiment Gedanken. În spatele deschiderii instrumentului nostru optic plasăm o cavitate mare, fără pierderi, inițial închisă și goală. În intervalul de observare (0, T) deschiderea este deschisă, iar câmpul din interiorul cavității interacționează cu câmpul extern, care conține lumina de fundal și poate și câmpul de detectat. La sfârșitul intervalului de observare, diafragma este închisă. Decizia privind prezența sau absența câmpului căutat - adică alegerea între ipotezele Ho și HI - se va baza acum pe măsurători ale câmpului din interiorul cavității la un moment ulterior t > T.

Câmpul cavității poate fi descris mecanic cuantic dând operatorii de densitate p0 și pí sub cele două ipoteze Ho și Hj . Acești operatori corespund pdf-ului clasic p0(x) și pt(x) de care ne-am ocupat în § 1. Orice mărime măsurabilă atașată câmpului corespunde unui operator hermitian, să spunem X, iar rezultatele unei măsurători sunt propriile măsurători. valorile lui X. Dacă A'are valori proprii discrete xk și stări proprii |xt>,
X*k> = xk\Xk>,
probabilitatea conform ipotezei H¡ ca o măsurătoare să dea valoarea este <Xfc|Pí|xt), i = 0, 1. Dacă valorile proprii x formează un spectru continuu,
T|x} = x|x>,
pdf-urile rezultatului unei măsurători a lui X sunt <x|p¡|x>, i = 0, 1, în cele două ipoteze. Observatorul trebuie să aleagă între ipoteze făcând cele mai bune măsurători posibile pe câmpul din cavitate, cele mai bune măsurători fiind din nou definite ca acelea care ne permit să alegem între Ho și H x cu cost mediu minim.

Dacă n operatori Xx, X2, . . X„ urmează să fie măsurate simultan, trebuie să facă naveta între ele: X¡Xj = X¡X¡, toate z și j. Fie rezultatele măsurării lor x,, x2, . . ., respectiv. O strategie de decizie
poate fi descrisă ca o funcție f{xx, x2,. . ., x„) a rezultatelor care ia doar două valori posibile, 0 și 1. Dacă într-un test dat al strategiei, f(xl, x2, ...r„) = 0, se alege ipoteza Ho , altfel Ht. Strategia clasică optimă derivată în § 1, de exemplu, poate fi exprimată ca funcție
/(x) = i/(/?1(x)-Ż0jp0(x)),
x = (xt, x2, . . ., x„), (2.1)
Unde
U(y) = Q, y<0: £/(>')= 1, ' > 0,(2.2)
este funcția pasului unitar. În mod clasic, setul x poate fi mărit până la! toate informațiile relevante din domeniu sunt cuprinse. Din punct de vedere mecanic-cuantic, acest lucru este imposibil și trebuie să se confrunte cu problema ce operatori Xk să măsoare.
Deoarece n operatori Xk trebuie să facă naveta, putem forma operatorul f(X{, AȘ, ..., Xn) și îl putem măsura. Deoarece numai valorile 0 și 1 pot rezulta din măsurare, acest operator trebuie să fie un operator de proiecție și îl notăm cu Π. Dintre toți operatorii de proiecție posibili pentru câmpul de cavitate, trebuie să stabilim care dintre ele generează costul mediu minim.
Probabilitatea Qo a unei erori de primul fel este probabilitatea ca măsurarea Π să producă valoarea 1 când Ho este adevărată,
Qo = Tr (ρ0Π). (2,3)
unde Tr reprezintă urma unui operator. Probabilitatea Q1 a unei erori de al doilea fel este
ρ1=TΓ[ρ1(1-77)] = 1-TΓ(ριΠ). 1.4)
unde 1 este operatorul de identitate. Costul mediu este acum, ca în ec. (1,5),
c = CCo2o + H -OCt^t = (l-OCjl-Tr [(Pí-ΛoPo)Π]}, (2.5) unde Ло este din nou dat de ecuația (1.6). Trebuie să alegem operatorul de proiecție Π minimizând C , sau echivalent, maximizarea Tr[(P1 — Лоро)Π].
Fie valorile proprii și stările proprii ale operatorului pi—Лоро și respectiv |//Æ>, ca în

(Pi-Лоро)I^> = ^l'/fc>·   (2·6)
Atunci trebuie să maximizăm
Tr [(Pj -ЛоРо)Я] = У НМПЮ, (2,7)
κ

și acest lucru îl putem face prin alegerea Π ca operator care proiectează vectorul de stare al sistemului pe subspațiul acoperit de stările proprii \yкУ asociate cu valori proprii pozitive, > 0,
a = Σ ΐ')1Χ'/<ΐ = ΣοΌΐ4·>·41ΐ·   (2-8)
κ: > 0   κ
Costul mediu minim este acum
=   (2,9)
κ
Operatorul optim de proiecție poate fi scris liber m termeni ai funcției pasului unitar ca
Π = Útp^-AoPo),
care este omologul mecanic cuantic al eq. (2.1).
Când operatorii de densitate p0 și /η fac naveta, ele posedă un set comun de stări proprii b/A>,
=   * = 0,1(2-10)
unde P¡(k) este probabilitatea conform ipotezei H; că sistemul este în starea |i/A> Valorile proprii ale operatorului Лоро sunt
>h = P^ki-AMk), (2.11)
iar strategia optimă este deci alegerea ipotezei H, când
Ж) = P1(Æ)/7'oW> Ло;   (2,12)
aceasta este la fel ca în teoria clasică de detecție. Orice operator cu aceleași stări proprii |ca p0 și pt și având valori proprii distincte poate fi la fel de bine măsurat, iar decizia se poate baza pe un raport de probabilitate format din rezultatul măsurării.
Criteriul Neyman-Pearson nu este atât de ușor de manipulat în mecanica cuantică. Se definește un operator de decizie randomizat /7Γ, rezultatul a cărui măsurătoare este un număr fr situat între 0 și 1. Acest rezultat este luat ca probabilitatea cu care ar trebui să alegem ipoteza H]; adică, s-ar construi un dispozitiv de șansă care dă un zero cu probabilitate 1 —ft și unul cu probabilitate/r, și care dintre acestea, 0 sau 1, a apărut ar determina decizia. Măsurarea operatorului /7Γ poate da o valoare diferită ol /j la fiecare încercare a sistemului.
Probabilitățile de alarmă falsă și de detectare sunt acum
£0 = Tr(ponrJ* Cd = Tr (pjl).
(2,13)

iar pentru a maximiza Qd pentru Qo fix introducem un multiplicator Lagrange A și maximizăm
Tr [(Pi-Лро)/!,].
Din nou Пт ia forma în ec. (2.8), unde și |rçk) sunt valorile proprii și stările proprii ale operatorului (pi— Ap0),
(Pi-Лр0Ж> = Чк\Чк>-   (2.14)
Acum este necesar să se modifice A până când probabilitatea de alarmă falsă Qo preia exact valoarea prestabilită. Deoarece ecuația operatorului (2.14) este în general dificil de rezolvat când p0 și nu fac naveta, găsirea operatorului optim pentru strategia Neyman-Pearson nu va fi ușoară. Dacă p0 și pt fac naveta, problema se reduce la cea clasică, iar strategia randomizată descrisă în § 1.2 este optimă.

În multe aplicații ale criteriului Neyman-Pearson, ca și în detectarea radar, probabilitatea de alarmă falsă Qo este foarte mică, Qo Ì, iar apoi A este foarte mare, A^>1. (Dacă Λ — co, ipoteza Hj nu este niciodată aleasă, iar Qo = 0.) Atunci suntem tentați să definim Λ' — l/Л și să rescriem ecuația cu valori proprii (2.14) ca
(ρo-^'Pι)I^> = Л>, Чк = ~ЧкIA.   (2,15)
Când A' -C 1 putem trata termenul Л'pi ca o perturbație și aproximăm valorile proprii prin primii doi termeni ai expansiunii standard a perturbației,
P0(κ)-A'(κ\Pi\κy,   (2.16)
unde P0(k) sunt valorile proprii și stările proprii ale operatorului de densitate p0,
p0|Æ> = P0W|Æ>. (2,17)
Acum se alege ipoteza Ht atunci când rezultatul tfk al unei măsurători a lui p0—Л'pi este negativ, adică atunci când
<Æ|px|Æ> > ЛPo(*0 = ^<Æ|p0|Æ>.
Decizia poate deci, în această aproximare, să se bazeze pe o măsurare a lui Po sau a tuturor operatorilor de proiecție |Æ><Âr|, după care raportul de probabilitate clasic
<k\Pi\ky/P0(k)
se formează pentru starea proprie \k") a lui p0 care apare. Nivelul de decizie A este setat astfel încât probabilitatea de alarmă falsă să ia o valoare prestabilită. Vom aplica mai târziu această aproximare la detectarea unui semnal coerent.

2 2 ГHE CHOTC E ÎNTRE STĂRI PI RE
Un caz simplu în care ecuația cu valori proprii (2.14) poate fi rezolvată exact presupune alegerea între două stări pure, pe care le notăm cu |iД0> și ¡iДл). Operatorii de densitate sunt atunci
Po = IÁoXÁoI, Pi = IÁ1XÁ1I
(Bakut și Shchurov [1968]; Helstrom [1968d]). Există doar două stări proprii cu valori proprii diferite de zero; le notăm cu |i/0) și |^t>. Sunt combinații liniare ale |iД0> și
I4i> = ζíoIÁo> + ζíÍIÁι>> i = 0,1.
Înlocuirea în ec. (2.14) dă ecuații simultane pentru zfj și se găsesc soluții diferite de zero pentru ele numai atunci când η = η0 sau η = η, în ecuația determinantă
1 y - η
- Iγ* — Λ—η
unde y =   Astfel se obțin valorile proprii
= i(l- > 0, i/o = K I-Л)-Л < 0,
7Í = {[1(1-Λ)]2 + iq}\ q = J-M2.
Probabilitățile de falsă alarmă și de detecție sunt
ôo = l<4il>Ao>|2 = (mq)/2R, Qd = \<ril^i>\2 = (q^ tq)/2R.
Când prima ecuație este rezolvată pentru Л și Л este substituită în a doua, obținem
= |[[(?,.,(1_г/-)]-+[(|_20)^}2,   1-2O,
H, 1-Q.
Dacă în special stările sunt ortogonale, y — 0, q = 1, și găsim Qo = 0, Qd = 1; stările ortogonale pot fi distinse fără eroare.
2.3. DETECȚIA PRAGULUI
Operatorul optim de detecție Π este adesea dificil de determinat și va depinde în general de puterea semnalului. Dacă această putere este necunoscută în avans, proiectantul ar putea lua în considerare abordarea pragului descrisă în § 1.4, unde se presupune că semnalul

este foarte slab. Un detector este apoi numit optim atunci când necesită cea mai mică putere a semnalului pentru a-

(2,18)

păstrează o pereche dată (Qo, Qd) de probabilități de falsă alarmă și de detecție, un număr mare M de intrări fiind la îndemână, toate fie conținând, fie nu conținând semnalul. În mod echivalent, cel mai bun detector este cel care maximizează raportul efectiv semnal-zgomot, eq. (1.23), în limita S -> 0.

Să presupunem că detectorul măsoară un operator X pe teren. Raportul efectiv semnal-zgomot este omologul mecanic cuantic al eq. (1,23),

d2 = [Tr (P1X)-Tr (Pυ A')]2/V ar0 A.   (2.19)

unde Var0 X = Tr (PoT2) — [Tr (PoT)]2. Operatorul X pentru care d2 este maxim poate fi arătat, folosind inegalitatea Schwarz pentru urme, ca fiind soluția ecuației operatorului

Pi-Po = i(Po^+Apo)   (2,20)

(Helstrom [1969d] p. 241). Lăsând S să reprezinte puterea semnalului, cu P1 = P1(5), p0 = Pi(0), definim derivata logaritmică simetrică (sld) a lui P1(S) ca soluția L a ecuației

eP1/CS = i(PoL+LPo). (2,21)

Operatorul de detecție de prag Πθ este atunci valoarea lui L în limita S -► 0. Adesea, operatorul de prag este mult mai ușor de determinat decât operatorul de detecție optim U(P1— Λορο).

2.4. IPOTEZE MULTIPLE

Distincția dintre teoria de detecție mecanică cuantică și cea clasică constă în aceea că, în mod clasic, totul despre domeniu poate fi măsurat, în principiu, și nu există nicio ambiguitate în ceea ce privește purtarea raportului de probabilitate Л(x) la limita în care toate informațiile din câmpul este utilizat; din punct de vedere mecanic cuantic este necesar de asemenea să se decidă ce să se măsoare, pentru că este imposibil să se măsoare simultan toţi operatorii corespunzători unei descrieri clasice complete a câmpului. În detecția binară teoria cuantică descoperă cel mai bun operator de măsurat pentru a alege între două ipoteze Ho și Hx cu cost mediu minim. Când sunt necesare decizii între mai mult de două ipoteze, totuși, operatorii optimi de măsurat sunt încă necunoscuți, cu excepția cazului în care operatorii de densitate asociați fac naveta.

Într-un sistem de comunicații laser care transmite la fiecare T secunde unul dintre M semne coerente diferite, observatorul se confruntă cu alegerea dintre M operatori de densitate P1, p2, . . pM pentru câmpul din cavitatea fără pierderi reprezentând receptorul ideal. Strategia lui poate fi descrisă ca una de măsurare

M operatori de proiecție Π γ, Π2, ■ ■ ., Πм, formând o rezoluție a identității,

Π í-[- Π2 + ... +ΠΜ — 1,   (2.22)

iar el alege ipoteza H; când Π¡ dă valoarea 1 iar restul 0. Pentru ca operatorii Πκ să fie măsurabili pe același sistem, ei trebuie să facă naveta. În ceea ce privește costurile și probabilitățile prealabile introduse în § 1.5, costul mediu de operare va fi. ca în eq. (1,24),

MM

c = Z   (2,23)

(=1 J=1

pentru Tr (ΠiPj) este probabilitatea conform ipotezei H,· ca rezultatul măsurării// isl.
Când operatorii de densitate pk fac naveta între ei, ei posedă un set comun de stări proprii și este necesar pur și simplu să se determine în care dintre acele state se află sistemul. Procedura clasică descrisă în § 1.5 poate fi apoi aplicată pentru a decide care ipoteză este adevărată. . Sistemele de comunicații optice care implică alegerea între operatorii de densitate de navetă au fost tratate de Liu [1970].
Pentru operatorii de densitate noncommuting, rezoluția optimă a identității (Hj, TJ2, . . . , Πм), adică cea care mini-micizează C în ec. (2.23), este necunoscut. Deși au fost raportate unele condiții privind soluționarea acestei probleme, nu este clar cum pot fi aplicate (Yuen. Kennedy și Lax [1970]).

§ 3. Detectarea unui Semnal Coerent

3.1. RECEPTORUL LINIEI DE TRANSMISIE: ANALIZA CLASICĂ

Receptorul cuantic optim a fost prescris din punct de vedere al operatorilor de densitate ai câmpului electromagnetic într-o cavitate fără pierderi, care este expusă luminii incidente în timpul unui interval de observație (0, T). Acești operatori de densitate sunt evaluați la un timp arbitrar t > T după ce deschiderea a fost închisă, dar ei depind de câmpul de la deschidere în timpul intervalului (0, T).
Deoarece în termeni de câmp de deschidere dorim să exprimăm detectabilitatea semnalelor luminoase, trebuie să precizăm relația dintre acesta și câmpul intern al t > T.
Este indicat să începem cu un omolog unidimensional al receptorului ideal, o linie de transmisie fără pierderi în care semnalul și zgomotul sunt introduse de o sursă de tensiune având o impedanță internă reală Zs (Fig. 3.1). Sursa ar putea reprezenta o antenă, a cărei rezistență la radiații contribuie la Z și ale cărei terminale prezintă un zgomot fluctuant aleatoriu

tensiunea n(t) ca urmare a câmpurilor de fundal incidente asupra acesteia. Când câmpul de detectat cade și pe suprafața antenei, terminalul experimentează o tensiune suplimentară s(t), care devine aici „semnal”. Câmpul din jurul liniei de transmisie sau, echivalent, tensiunea V(x, t)
l(x,t) ix
Fig. 3.1. Receptor de linie de transmisie.
iar curentul I(x. t) în punctele x de-a lungul acestuia, corespunde câmpului din cavitatea fără pierderi, dar având o singură dimensiune spațială poate fi analizat cu o matematică mai puțin greoaie. Receptorul liniei de transmisie a fost tratat anterior de She [1965, 1968].
Linia de transmisie va fi studiată mai întâi pe baza fizicii clasice, iar prin formarea unui raport de probabilitate din amplitudinile modurilor sale normale, vom determina detectabilitatea unui impuls de semnal coerent de formă cunoscută și durată finită. În continuare, modurile normale vor fi cuantificate, iar la aceeași problemă va fi aplicată teoria detectiei cuantice din § 2. În cele din urmă, vom vedea cum să tratăm efectul amplificării asupra detectabilității semnalului în acest receptor ideal.
După cum se arată în Fig. 3.1, linia de transmisie, a cărei lungime este /, este deschisă la capătul îndepărtat. La început, linia este liniştită. Generatorul, a cărui ieșire de tensiune este v(t), este

conectat în intervalul de observație (0, T), care este suficient de lung pentru a conține întregul semnal s(t). Linia are o inductanță L pe unitate de lungime și o capacitate C pe unitate de lungime. Viteza de propagare de-a lungul liniei este c = (LC)~* și presupunem că / = cT. Impedanța caracteristică a liniei este Zo = (L/C)*.
La momentul t tensiunea dintre punctul x al liniei și masă este V(x, t), iar curentul care se mișcă în direcția x pozitivă este /(x, f). Acestea sunt legate de ecuațiile diferențiale parțiale
- d V!C x = L õl/õt, - dl/õx = Cô V/õt, (3.1)
cu condițiile la limită
K(0,í) + ZJ(0,í) = i(t), (3.2)
/(/, 0 = 0. (3.3)

Soluțiile generale ale acestor ecuații reprezintă unde care se deplasează spre stânga și spre dreapta. și pot fi pur în formă
I (x, ti = /+(t- xc) + /_(t+x/c), (3.4)
Z0/(x, í) = Л(7- v/c) /_(t+x/c). (3,5)
Întregul sistem fiind liniar, se aplică principiul suprapunerii și putem trata separat componentele datorate semnalului și zgomotului. Undele spre dreapta și spre stânga pot fi extinse în seria I
/+(tx/c) = ¿ í/m exp [—t<vm(í—v/c)], (3.6)
m - — oo
/_(t + x/c) = ¿ exp [—icom(t + x/c)],(3.7)
ZH = — OC
unde ω„, = 2πηι/T. Termenii acestor serii corespund modurilor normale ale câmpului dintre linie și sol atunci când capetele liniei sunt deschise. Deoarece Z(x, t) și I(x, f) sunt reale. <i..m — g*v h_m = h*.
Începem în cadrul fizicii clasice, fără a ține seama de fluctuațiile cuantice. Când un semnal s(t) este prezent (ipoteza Hj), intrarea este
v(t) — s(t) + n(t), (3,8)
unde n(t) este un proces alb de zgomot aleator gaussian cu valoare medie 0 și funcție de autocovarianță dată de legea lui Nyquist ca
φ(τ) = E[η(í)η(í + τ)] = 2K ^Zsá(r), (3.9)
unde K este constanta lui Boltzmann și У este temperatura absolută efectivă a sursei. În intervalul (0, T) tensiunea și curentul pe linie sunt
Γ(λ·, /) = ZO(ZS + Z0)-lv(tx/c), (3,10)
Яx. i) = (Zs+Z0)“ 1 Ч/-x/c), (3.11)
care îndeplinesc condițiile din ecv. (3.2) și (3.3), v(t) fiind zero pentru t < 0. Linia susține o undă care se deplasează spre dreapta.
La momentul l = Γ deconectăm sursa și măsurăm tensiunea și curentul de-a lungul liniei, sau ceea ce este același lucru, amplitudinile modurilor normale definite în ec. (3.6) și (3.7). Toate /zm-urile sunt zero, nu există încă unde spre stânga. Coeficienții gm ai modurilor spre dreapta, pe de altă parte, sunt dați de

ûm 9mx~^~^9my II f+(T ' c) exp £ icom x/c] dx
J 0
J· Γ
v(t) exp (i<ym t)d/. (3,12)
0
Deoarece acestea sunt funcționale liniare ale intrării, acestea sunt variabile aleatoare gaussiene. Deoarece g= g*, ne fixăm atenția doar asupra coeficienților cu m 0, iar pentru aceștia se arată ușor că gmx

și gny sunt independente statistic pentru toate valorile pozitive m și n. În ipoteza Ho, v(t) = n(t), coeficienții gmx și gmy ail au valoare medie zero; sub ipoteza Hj valorile lor medii sunt date de
^(t?m|Bună) gm втх^^дту
= T_1ZO(ZO + ZS)_1 I s(t) exp (irnm t)dt. (3,13)
«/o
Variantele lor sunt, în ambele ipoteze,
Var^mx = Vargmy = σ2 = KИ, T~ *[Z0/(Z0 + ZS)]2 (3.14)
ca urmare a eq. (3.9) pentru autocovarianța zgomotului.
În general, energia totală în câmpul electromagnetic al liniei de transmisie este dată de
Îi
{C[F(x, t)]2 +L[/(x, t)]2}dx
o
= 2C/f(W2+W2)· (3,15)
m = 0
La momentul T, partea de energie din câmp datorată semnalului, atunci când este prezent, este
= 2C/ Σ \gm\2 = Z0(Z0 + Zs)-2 i,r[s(t)]2dt, (3.16)
m = 0 ·! 0
în obţinerea cărora am folosit Cc = Z^x.
Observatorul, după ce a măsurat primul M al amplitudinilor modului g,n, trebuie să-și formeze raportul de probabilitate pentru a decide dacă un semnal este prezent și pentru aceasta are nevoie de funcțiile comune de densitate de probabilitate (pdf) ale părților lor reale și imaginare . gmx, gmy. Deoarece acestea sunt variabile gaussiene, ¡oint pdf-ul lor sub ipoteza Hг este
LEI — 1
Pi({i/mx^my}) = Π (2πσ2)-1 exp {-[_(gmx-g,nx)2+(gmy-gmy)]2l2a2} m = 0
Ml
= Π (2πσ2)-1 exp (-\gm-gm\2¡2a2y, (3.17)
m = 0

sub Ho it is
V -1
PoCdmx· Omy!) = Π (2πσ2)-1 exp (— \gm\2/2a2). (3,18)
m = 0
Raportul de probabilitate este atunci
Kiffin}) = Pl({Pmx ' Pтy}) Po(\Утх ' i/my})
Λί-1
= Il eXP C(Re - 'IPm|2)M2L (3·19) in = 0
unde Re indică partea reală a unui număr complex. Raportul de probabilitate, după cum am învățat în § 1.1. este de comparat cu o decizie prealocată nivel /10, ipoteza Ht (''signal présent”) fiind aleasă când Λ > Λo. Deoarece funcția exponențială este monotonă, această procedură este echivalentă cu prescripția mai simplă pentru a forma statistica suficientă
și -1 m -1
= RC V - X (Pmxé/mx + ^myPmy) (3,20)
m = 0 m = 0
și comparați-l cu un nivel de decizie GM0 în funcție de probabilitatea de alarmă falsă prealocată <2o ·

Deoarece statistica GM este o combinație liniară de variabile aleatoare gaussiene {pmx, gmy}, are și o distribuție gaussiană în ambele ipoteze. Valorile sale medii sunt, prin ec. (3 13),

Af-l
E(GM|H0) = 0, E(G„|H,)= £ |«J2 (3,21)
m = O

iar varianța sa în ambele ipoteze este, prin ec. (3.14) și independența coeficienților, .

Ml
VarG„ = ai =σ2 У |â,|2 (3,22)
m = O

Probabilitatea de alarmă falsă este probabilitatea conform ipotezei Ho ca GM să depășească nivelul său de decizie GM0, .

<2o =
ξ = (2π) 1 I exp (—Ireversibil,
•ч
ζ — ^Λίθ/συ>

iar probabilitatea de detectare este similară

<2d = Pr(GM > GM0|Ht) = erfc(ς — </M), = T((,|H[)>G = σ_1(X lí/J2)*.
m = 0
(3,23)
(3 24)
ôП, §

Cu cât sunt incluse mai multe moduri în statistica GM a eq. (3.20), dM și Qd mai mari. Probabilitatea maximă de detecție este atinsă prin utilizarea tuturor modurilor și este dată de

Qd = erfc(ed), (3,25)

unde prin ec. (3.14) și (3.16)

d2 = o~2 Σ Ш2 = (XZ/f· ■ (3,26)
m = O 2KУ Zq Zs

fiind energia componentei de semnal a câmpului în linia de transmisie ca în ec. (3.16). Această energie este maximă atunci când linia de transmisie este potrivită cu sursa, Zo = Zs, iar probabilitatea maximă de detectare este dată de ecuația. (3.25) cu raportul semnal-zgomot maxim

d2 = 2EjK^, £S = (4ZS)'1 fT[5(t)]2dt. (3,27)
J o

Parametrul ξ este determinat de probabilitatea de alarmă falsă Qo prin Qo = erfc ξ.

Energia £s este maximul care poate fi extras din câmpul de semnal. iar probabilitatea de detectare pe care am calculat-o aici este identică cu cea determinată de analiza convențională de detecție-teoretică care implică raportul de probabilitate pentru intrarea v(t) = и(/)(H0) față de intrarea v(t) = s(t) + w(r)(Hj), 0 < t < T (Helstrom [1968c] cap. 4). Această analiză conduce la un receptor constând dintr-un filtru potrivit semnalului și un dispozitiv de decizie ulterior. Ieșirea filtrului potrivit la sfârșitul intervalului de observație (0, T) este comparată cu un nivel de decizie, iar dacă nivelul este depășit, se selectează ipoteza Ht. Am arătat aici că câmpul liniei de transmisie conține la momentul T ail informațiile necesare detectării semnalului în mod optim, iar receptorul liniei de transmisie, atunci când toate amplitudinile modului său gm sunt procesate conform ec. (3.20) cu M = oo, este echivalent cu receptorul optim standard al teoriei clasice de detecție.

3.2. CUANTIZAREA RECEPTORULUI
În mecanica cuantică, tensiunea V(x, t), curentul I(x, t\ și toate mărimile liniar legate de acestea, cum ar fi amplitudinile de mod gm și hm, devin operatori care acționează asupra vectorului de stare \Ψ) al transmisiei. linia și câmpul său ambiental. Să considerăm mai întâi câmpul când linia este deschisă la ambele capete, ca la momentul t < 0, și să-l extindem în moduri normale ca în ecuațiile. (3.6) și (3.7). Energia din câmp este dată în termeni de amplitudini de mod prin ec. (3.15), iar operatorul hamiltonian al câmpului trebuie să fie

X = 2C(ftó».+ «U   (3·28)
m = 0
unde operatorii adjuvanti g^, h* iau locul conjugalelor complexe g*n, h*, respectiv. Ecuațiile (3.6) și (3.7) arată că operatorii gm și hm trebuie să aibă dependențe de timp
£«(') = 0m(/<>) exp [-imm(i-t0)],   z3 29)
MO = Mio) exp [-itom(t-to)l·
și trebuie să respecte ecuațiile diilerențiale
dí/m/di = d/im/dt = -unmhm.(3.30)
Totuși, aceste derivate temporale trebuie date și de comutatoarele cu Hamiltonianul,
di/,,, di = (i'h)p /./.„] = gm-gltl).
d/im di = (ih,,,]
unde h este constanta lui Planck Λ/2π. B) comparație cu ec. (3.30), rezultă că comutatoarele operatorilor gm, hm și adjuncții acestora trebuie să fie
Om>0n+] = [hm, \+] = (/'">m/2C/)<5m„,
L<7„,, /t„+] = 0,
unde òm„ este delta Kronecker, <5m„ = ì, m = η; δ,ηη = 0, m ψ n.
Identificăm astfel gm și hm cu operatorii de anihilare am și bm ai modurilor, pe care îi definim prin
gm = (hœJ2CÎ^am, hm = (ho>m2C ïy b,„. (3.32)
Operatorii adjuncți a*, b* sunt operatorii de creație asociați.
Operatorii anihilare și creare se supun regulilor standard de comutare
[α)η,α„+] -   = <5,n„,·(3.33)
D'm, fl„] = [am, />,] = [h.„, b„] = [am, b„+] = 0 (3.34)
(Louisell [1964] eh. 4). În ceea ce privește acestea, operatorul hamiltonian ia forma uzuală
¿ fimm(a+am+b¿bm).   (3,35)
m = O
Modurile normale ale câmpului se comportă ca oscilatoare de armonie cuantice-mecanice cu frecvențe unghiulare ω,„. Operatorul a*am este operatorul numeric pentru al-lea mod spre dreapta; are valori proprii integrale, pe care noi

se identifică cu numărul de fotoni în acest mod zrzth, fiecare foton contribuind cu o energie ha>m.
Sursa de tensiune care produce intrarea v(t) trebuie conectată la linia de transmisie la momentul t — Q, iar câmpul liniei trebuie observat la momentul T = l/c. Prin urmare, trebuie să investigăm comportamentul modurilor în timpul intervalului, când un capăt al liniei este conectat la sursă cu impedanța sa internă Zs. Pentru scopuri ulterioare,

presupunem de asemenea că capătul îndepărtat al liniei se termină într-o impedanță de sarcină ZL, ca în Fig. 3.2. Scopul nostru

Fig 3.2. Linia de transmisie terminateci la ambele capete.

este de a arăta că operatorii de mod <7m(T), bm(T) la momentul T respectă aceleași reguli de comutare (3.33), (3.34), în ciuda terminațiilor modificate ale liniei. Condițiile la limită sunt acum. în loc de eq. (3.2),

F(0,l)+Z./(0.f) = r(<)·   (3 36)

r(/,r)-zL/(/, 0 = 0.

Câmpul la momentul t = T este compus din două părți, restul câmpului inițial la momentul t = 0— și câmpul produs de impedanța sursă Zs și impedanța de sarcină ZL. Pentru a vedea ce sa întâmplat cu câmpul inițial, descompunem tensiunea și curentul inițial în componentele spre dreapta și spre stânga /+(—x/c) și f2(xjc) prin ecuațiile. (3.4), (3.5), care devin pentru t = 0

1 (л, 0) = /°(-x/c)+/°(x/c).   z3 37)

Zo I(x, 0) = Д (- */c) - f -(x/c),

și permit determinarea /+(— x/c) și /2 (x/T). Comportarea ulterioară a undelor/°(z—x/c) și f2(t + x/c) este guvernată de ecuațiile. (3.4), (3.5) și (3.36), în ultimul dintre care punem v(t) = 0. O analiză simplă arată că în intervalul (0, T) unda spre dreapta f+ este reflectată în partea dreaptă. capătul x — l al liniei și se transformă într-o undă spre stânga, amplitudine m diminuată de coeficientul de reflexie

/?,. = (ZL-Z0)/(ZL + Z0);   (3,38)

unda spre stânga /2 este reflectată în mod similar la x = 0 și diminuată de factor

я = (Zs-Zo)/(Zs + Zo),   (3,39)

devenind un val spre dreapta. Ca urmare, porțiunea câmpului la momentul t = T datorată câmpului inițial la t = 0 este formată din componente

Л(т-лВ) = A f“UI- x)A).   .j 40.

Л(т+x/c) =

notăm aceste porțiuni prin numere prime simple. Coeficienții Fourier corespunzători gm și hm și operatorii de anihilare a,n și bm pentru modurile spre dreapta și spre stânga suferă un schimb și o diminuare similară, acesta din urmă devenind

=   ь'т(T) = β£α.(0).(3.41)

Deoarece \β*\ < 1 și |/?L| < 1, acești noi operatori a'm(T) și b'm(T) nu mai respectă regulile de comutare din ec. (3,33). Deficiența trebuie compensată din porțiunea de câmp rezultată din impedanțele terminative Zs și ZL. Acestea conțin un număr enorm de atomi și molecule, ioni și electroni a căror agitație termică - așa cum știm din statistica clasică! mecanică - produce la nivelul terminalelor tensiuni fluctuante ns(t) și respectiv nL(f), având densitățile spectrale 2Â'ZSZS și 2KZLZL, unde și sunt temperaturile lor absolute respective. Lax [1966] și Haus [1970] au arătat că aceste tensiuni n3(t) și /zL(t) trebuie tratate ca operatori mecanici cuantici care respectă regulile de comutație.

E'Φι), ».ÎG)] = 2ifiZs <5'(i, -t2),

[M'ifi 'filLl] = 2i/i/L«>'(/1-L),   (3,42)

ML), ”l(G)] = o,

unde este derivata funcției delta.

Operatorii de tensiune variați aleatoriu zzs(/) și nL(t) contribuie la termenii α',ή(T) și b„(T) la amplitudinile modului și, în virtutea originilor lor fizice disparate, acești termeni comută cu porțiunile am (T) și b'm(T) care decurg din câmpul inițial la t = 0 — , Prin ec. (3.12) și (3.32) găsim

<„'(T) = (2C///imm)iZ0(Zs+Z0)_1 T 1 ! ns(t) exp (icom t) dt,

J o

b,'n'(T) = (2C///ico„,)iZ0(ZL + Z0)_1 T-1 i nL(t) exp (icomi)dt. (3,43)

J o

Folosind ecuația (3.42) evaluăm comutatoarele lor ca

K(T), <Π'+(T)] = (2C//ftœm)Z^(Zs + Z0)-2T-2

x [/Ur,). ns(t2)] exp [imji, -/,)]dr,di2 Jo do

= (2CI I.ω^Z^ + Z^^T-2

x(2ihZs) <5'(^ —12) exp [r, — i2)Jdftdr2

JOJO

= 4Z0Zs/(Zs + Z0)2 = 1-Д2, (3,44)

unde am folosit l/T = c = (LCf* = (CZ0)_1, iar unde coeficientul de reflexie β& este definit prin ecuația (3.39). Astfel, cua„,(T) = α'η(Γ) + <7,'„'(T), găsim din ecuațiile (3.41) și (3.44) comutatorul

[o-(T), aI(T)] = Pl[bm{0), ЬI(O)] 4-1 = 1.(3,45)

În mod similar, [bm{T),   = 1. Din cauza ortogonalității modurilor, comutativitatea operatorilor pentru diferite moduri continuă să se mențină. Putem astfel trata linia de transmisie la momentul t = T în termeni de operatorii de anihilare an(T), bn(T) și operatorii lor de creare adiacenți a*(T), b* (T); și acestea au avut toate proprietățile mecanice cuantice obișnuite care decurg din reprezentarea modurilor ca oscilatoare de armonie independente.

3.3. SEMNALUL COERENT DE FAZĂ CUNOSCUT

3.3.1. Operatorii de densitate

Acum putem reveni la detectarea unui semnal coerent de formă cunoscută, analizat din punct de vedere clasic în § 3.1, și să-l tratăm mecanic cuantic. Ca și înainte, ne imaginăm măsurarea modurilor câmpului la momentul t = T; dar acum, în locul pdf-urilor amplitudinilor modului, avem nevoie de operatorii de densitate p0 și p} ai modurilor sub cele două ipoteze Ho (“semnal absent”) și Hj (“semnal prezent”). Receptorul este același cu linia de transmisie discutată în § 3.2, dar capătul îndepărtat x = / este deschis, ZL = oo. Am învățat că putem trata modurile la momentul t = T în termeni de operatorii de anihilare am = am(T) și adjuncții lor a* = [û,„(T)]+ pentru modurile din dreapta și că aceștia se supun regulile uzuale de comutare, ec. (3.33), (3.34), pentru operatorii de anihilare și creare. La t = T, modurile de la stânga nu contează nici semnal, nici zgomot și pot fi considerate. Deoarece zgomotul provine din numărul enorm de particule din impedanța sursei Zs - sau echivalent, din câmpul de fond termic

captate de antena - , valorile sale au, de teorema limită centrală a statisticii, distribuții gaussiene. Din punct de vedere mecanic cuantic, aceasta înseamnă că operatorii de densitate pQ și au reprezentări P gaussiene și depind doar de valorile așteptate și de variațiile operatorilor am (Glauber [1963]). Începem cu un număr finit M de moduri, permițând lui M să treacă mai târziu la infmitate.

Prin ec. (3.32) și (3.12), vedem că în ipoteza Ho valoarea așteptată a lui am este

E[«m|H0] = Γr[roaт(T)] = 0; (3,46)
sub Ht d este
pm = E[u,„|H,] = Fr [P1 a,n(T)] = (ICl/hcv^g,,,, (3.47) cu gm dat de ecuatia (3.13). Putem cali \ μ„,\2 numărul mediu de fotoni de semnal în modul m; energia componentei semnal a câmpului este, prin ecuația (3.16),
= Tr [(P1 -p<() У/] = Σ ^m|pm|2. (3.48)
m = 0
În ambele ipoteze, numărul mediu de fotoni de zgomot în modul /uth este
J = E(</„,|H,,) = 1 r (Po = 4ZOZS(ZO-1 Z,)“2.
J m = [exp (Aω„, K / I - I]_l = PHήω„, K 7).
unde У = este temperatura absolută efectivă a sursei și
pl(x) = (e'-l)-' (3,50)
este factorul Planck. În limita clasică hœm KT, eq. (3.49) se reduce la ec. (3.14) în virtutea eq. (3,32). Din echiv. (3.46), (3.47) și (3.49) pot fi scrise reprezentările P gaussiene ale operatorilor de densitate p0 și pj. Prelucrarea optimă, care necesită soluția eq. (2.14), nu a fost determinat.
O simplificare decisivă rezultă din ipoteza realistă că semnalul are o lățime de bandă W atât de îngustă încât numărul mediu de fotoni de zgomot în toate modurile afectate de semnal este egal. Prin eq. (3.49) aceasta necesită W K-Tjh și, deoarece KTjh = 6,2 x 1012 sec-1 la T = 300°K, această condiție va fi de obicei îndeplinită. Apoi punem moduri de foi
J m =. U = pl(M2/K 7 Y (3,51)
unde Ω este frecvența unghiulară centrală a semnalului.
Acum putem introduce un nou set de moduri printr-o transformare totală a

amplitudinile originale am (Helsirom [1968b]). Am pus
M - 1
<-n Σ Unm ¡G 1
m = 0
unde U = ||U„m\\ este o matrice unitară. Operatorii cn și adjuncții lor c* respectă aceleași reguli de comutare ca și a„ și a*:
[c„, <■+] = [?„, cm] = n(3,52)
În plus, noile moduri vor fi independente statistic și vor conține numere medii
,4--' = 4Z0Zs(Zs+Z0)-2 Γ (3,53)
a fotonilor de zgomot. Matricea unitară este aleasă astfel încât
= л/ У p*czm, (3,54)
m = 0
Unde
ΛI -1
c,, = Σ w2; t3·55)
m = 0
adică Ulm = ν^μ*. Rândurile rămase Unm ale U sunt ortogonale cu Ulm. Valorile așteptate ale acestor <?„ vor dispărea apoi în ambele ipoteze, cu excepția c15 pentru care
E(c1 |Ht) = Tr (P1 C1) = Γ, |F|2 = vM. (3,56)
Putem astfel să ignorăm toate noile moduri, cu excepția primului, pentru că ele nu sunt afectate de semnal; receptorul optim lucrează numai cu câmpul în modul al cărui operator de anihilare este ct.

Asemănarea lui ct cu statistica GM în ec. (3.20) este aparent; omologul cuantic al GM este operatorul hermitian

á = «Ci+cí). (3,57)

Noi numim acest nou mod „modul potrivit”; de fapt, corelează amplitudinile a,n cu componentele semnalului μιη.

Operatorii de densitate pentru modul potrivit sub cele două ipoteze sunt, în reprezentarea P,

Po = (π-4)_1 Jexp(-|y|l#'')|y><7|d2y, (3,58)

Pi = (π f"')-1 Jexp(-|yr|2/^K')|y><y|d2y, (3,59)

unde |y> este o stare coerentă (Glauber [1963]), γ = yx + iyy, d2y = d^dy,,, iar integrarea se realizează pe întregul plan (yx, yy). Acești operatori de densitate trebuie înlocuiți în ec. (2.14), iar valorile proprii și stările proprii |z/k) trebuie determinate.

3.3.2 Limita cuantică extremă

Pentru valorile arbitrare ale . f ' și Γ soluția exactă a acestei probleme de valori proprii este necunoscută. Pentru 0 și- f = 0, totuși, modul potrivit este într-o stare pură coerentă sub fiecare ipoteză, operatorii de densitate sunt pur și simplu

Po = IθXθI, Pi = IO<Γ|, (3,60)

iar metoda de la § 2.2 poate fi aplicată. (Presumarea noastră că unde W este lățimea de bandă a semnalului, este inutilă atunci când aici Λ' = 0 pentru toate modurile.) Probabilitățile de alarmă falsă și de detecție pot fi calculate din ecuația. (2.18) în care

q = 1-|<0|Γ>|2 = l-exp(-v„).

Probabilitatea de detectare este maximă când M = oo; apoi prin eq. (3.48) cu wm ~ O pentru modurile semnificative

? = 1- exp (- \ j, Vi = Σ |pm|2 = éjhii,

m = 0

= 4A/0(Z4 + Z0)-2Es, (3,61)

unde £s este energia semnalului disponibilă așa cum este definită în ec. (3,27). Probabilitatea de detectare este maximă atunci când linia de transmisie este potrivită cu sursa. Zs = Zo, <fs = £s, după care N's = Ns = Es/hQ este egal cu numărul mediu de fotoni furnizați de sursa semnalului. În Fig. 3.3 această probabilitate maximă Qd de detectare este reprezentată în raport cu raportul semnal-zgomot echivalent Dq = 2N/ ca curba marcată „optim”; probabilitatea de alarmă falsă este Qo = 10'4.

Când probabilitatea de alarmă falsă este foarte mică, Qo probabilitatea de detectare este aproximativă. prin eq. (2.18),

Qd л q = I-εκρ(-Y), (3,62)

care - după cum vom vedea - este probabilitatea de detecție atinsă de un receptor care ignoră faza semnalului și pur și simplu numără numărul de fotoni în modul potrivit. Diferența dintre valoarea maximă posibilă a lui Qd și cea din ec. (3.62) este de ordinul lui Qț.

Fig. 3.3. Probabilitatea Qd de a detecta un semnal coerent față de raportul semnal-zgomot £>q = [4Λζ/(2. f'+1)]τ pentru Qo = 10-4. Curba „optim” dă Qd pentru receptorul optim atunci când faza semnalului este cunoscută și J ' = 0. Curba întreruptă oferă Qd pentru receptorul de prag al unui semnal de fază cunoscută pentru toți. eu '. Curbele rămase se referă la un receptor care numără numărul de fotoni în modul potrivit; acestea sunt indexate după valoarea de. Γ.

3.3.3. Receptorul de prag

Receptorul optim pentru un semnal coerent de fază cunoscută depinde de amplitudinea semnalului aşteptat; testul statistic corespunzător nu este uniform cel mai puternic. Având în vedere dezavantajul adăugat că ecuația de valori proprii necesare este dificil de rezolvat, este firesc să apelăm la receptorul de prag, care a fost descris în § 2.3. Nu este greu de arătat din ecuații. (3.58) și (3.59) că operatorul de prag Πθ este proporțional cu operatorul = Hq) dat în ec. (3.57) ca omologul cuantic

a statisticii suficiente clasice GM (Helstrom [1967b]). Receptorul de prag măsoară operatorul hermitian J? și compară rezultatul â' cu un nivel de decizie , declarând un semnal prezent când Á' >

Acest rezultat â' are o distribuție gaussiană în virtutea formelor gaussiene ale operatorilor de densitate p0 și pr, ec. (3,58), (3,59). În limita M —> oo mediile şi varianţa lui J' sunt. prin ecuații. (3,54), (3,49),

£[^'|Ho] = O, tV'IHj = Tr(P1J2) = N'*, (3,63)

Var = Tr (p0 d2)

M - 1

= lim ivü1 £ |pm|2 Tr(um«4+u4«„,) = |(2Ж'+1), (3.64)

M -* oo ni — O

iar probabilitățile de falsă alarmă și de detecție sunt, ca în § 3.1,

ôo = erfc ç, Qd = erfc (¿;-Dq), (3,65)

unde este raportul semnal-zgomot un echivalem definit de

D2 - 4A;/(2d"' + l), (3,66)

care din nou este maxim când ZS = ZO, N's— . eu ' = ! . Probabilitatea Qd f°r Qo — 10” 4 este reprezentată în raport cu Dq în Fig. 3.3 ca linie întreruptă marcată „prag”. În limita clasică ХУ^>ΛΩ, D2 merge la raportul semnal-zgomot d2 = lEJKdF definit în ecuația (3.27).Prin principiul corespondenței, ne așteptăm ca receptorul cuantic optim să țină mereu dozatorul către unul care măsoară J pe măsură ce temperatura efectivă EE sau numărul mediu V de fotoni de zgomot crește.

3.3.4. Aproximații la receptorul optim

Pentru valori mici oiW ecuația de valori proprii (2.6) cu p0 și/η dată de ecuațiile. (3.58), (3.59) a fost rezolvată de Yoshitani [1970], luând Ло = 1 ca pentru un sistem de comunicații binar care transmite O și l cu probabilitate egală. He a folosit o metodă de perturbare începând cu soluția exactă pentru A" = 0 descrisă în § 3.3.2. O abordare alternativă este diagonalizarea matricei <^m\(pl —λρ0)\η') obținută prin exprimarea operatorilor de densitate în reprezentarea numărului, cu

= и|и>, n — 0 1, 2, . .., (3,67)

definind stările proprii |n> ale lui p0. Elementele matricei sunt

<n|p0|m> = (1-r)i'"<5nm, t; = - 1 ''(Л/''/+ 1), (3,68)

/и! \ F /Γ \m_"

<и|pi|т> = (1-0 (-) vт I

xexp [(l-0|n2]L7 "

~-(1-02|Γ|2~

m и.

ÍS.69)

9

<л|p|т> = т < п,

unde ¿"'""(x) este polinomul Laguerre asociat (Louisell și Walker [1965]). Se trunchiază matricea la o astfel de dimensiune încât elementele neglijate să fie nesemnificative. Probabilitatea medie de eroare
Pe - Kôo + 1-Ôd),
care este dat de ec. (2.9) cu ζ = i, Q = 1, este reprezentată în Fig. 3.4 în funcție de raportul semnal-zgomot £>q = [4jVs/(2J ' +1)]* pentru un receptor potrivit (Zo — Zs) . Linia marcată = oo reprezintă probabilitatea de eroare Pe = erfc (Wq) atinsă la toate valorile lui ^F de către un receptor care măsoară operatorul de prag â al eq. (3,57). Receptorul cuantic optim are o probabilitate Pe de eroare semnificativ mai mică numai pentru valori mici ale numărului mediu -F de fotoni de zgomot pe mod.

Fig. 3.4. Probabilitatea Pe de eroare în detectarea semnalului cunoscut cu probabilitate anterioară
C = Dq — raport semnal-zgomot = [4M/(2.I l)]k, M = numărul mediu de fotoni tignai. 1 = numărul mediu de fotoni de zgomot. (Din Helstrom et al. [1970].)

Am remarcat în § 2.1 că atunci când probabilitatea de alarmă falsă g0 este foarte mică, receptorul optim este aproape același cu cel care măsoară operatorul p0 și își bazează decizia pe rezultat. În cazul de față, măsurarea p0 este echivalentă cu măsurarea , adică cu numărarea numărului de fotoni în modul potrivit. Am văzut în § 3.3.2 că în limita cuantică extremă J'' = 0 receptorul optim oferă doar o probabilitate de detectare puțin mai mare decât unul care ignoră faza cunoscută a semnalului și numără fotonii. Presupunem că același lucru este valabil pentru mic, precum și pentru numbt mediu zero i -. I de fotoni de zgomot pe mod.

În Fig. 3.3 am trasat în raport cu raportul semnal-zgomot Dq probabilitatea de detectare atinsă de un receptor care numără numărul de fotoni în modul potrivit. Modul în care acestea au fost calculate va fi prezentat în secțiunea următoare. Curba marcată „optim” oferă probabilitatea de detecție atinsă de receptorul optim pentru ^K = 0. Linia întreruptă din Fig. 3.3 indică probabilitatea de detecție pentru receptorul de prag la toate valorile lui Λ". Pentru un număr mediu.J" de fotoni de zgomot mai mare de aproximativ 0,2 receptorul de prag este superior contorului de fotoni când Qo = 10“ 4, dar diferența este mică.

3.4 RECEPȚIA UNUI SEMNAL DE FAZĂ ALEATORIE

Receptorul tocmai descris trebuie să cunoască exact forma semnalului așteptat, iar atunci când - așa cum am presupus - semnalul este o modulare apoi a unei purtătoare de frecvență Ω, faza purtătoarei la sosirea semnalului la receptor trebuie să fi cunoscut și. Distanța dintre emițător și receptor trebuie așadar cunoscută într-o fracțiune de lungime de undă λ = 2π<?/Ω, altfel faza purtătoare, ca într-un sistem de comunicație, trebuie să fi fost urmărită la fel de precis de la o valoare inițial precisă. La frecvențe foarte înalte, o astfel de cunoaștere a fazei va fi cel mai adesea indisponibilă. Semnalul va avea forma

s(r) = Re[F(/)eii3/+i"]   (3,70)

unde F(r) este un plic complex cunoscut, dar faza ψ va fi de obicei necunoscută. Este la fel de probabil să aibă o valoare ca alta, iar distribuția cea mai puțin favorabilă a fazei este cea uniformă,

ζ(ι/<) = (2π)_1, 1»^ó<2π.   (3,71)

Când acest semnal apare în linia de transmisie a receptorului nostru ideal, toate amplitudinile sale complexe g,„ vor avea un factor de fază comun e"1'. Este încă posibil să se formeze un mod potrivit ca în ecuația (3.54) luând coeficienții Ulm proporțional la gin pentru ψ = 0. Noile moduri rămase pot

să fie independent de prima pentru toate valorile lui ψ, iar semnalul nu le afectează, este suficient să luăm în considerare doar câmpul în modul potrivit. În loc de eq. (3.56) valoarea medie a operatorului c¡ când semnalul este prezent cu faza ψ este

E(Ci\Hx.^ = Γ^ψ. (3,72)

Operatorul de densitate p0 al modului în absența unui semnal este același ca în ec. (3,58); când semnalul din ec. (3.70) este prezent, operatorul de densitate este

Pι(Ά) = (π./Γ')_1 |ep(-|Γ-Γe^2ДΓ')|y><7^2y (3,73)

în loc de eq. (3,59). Deoarece ψ este necunoscut și aleatoriu cu pdf anterioară uniformă ζ(ψ) a ecuației. (3.71), operatorul de densitate reală sub ipoteza Hj este media

ρ2π
Pi = ~(Ψ)Pι(Ψ)άψ
J o
= (π.Γ')-1 jexp[-(|y|2 + |r|2)/.r'']70(2|ry|/J'-')|y><y|dV (3,74)

unde I0(x) este funcția Bessel modificată de primul fel. Deoarece în reprezentarea P atât p0 cât și px depind de variabila complexă γ numai prin valoarea sa absolută |γ|, ele trebuie să fie diagonale în reprezentarea numerelor. Din eq. (3.69) obținem, prin medierea peste ψ după înlocuirea lui Γ prin r p, = Σ ΛΦΧηΐ, i = θ» 1' n - 0(3,75)

cu p0„ = (i -O1'"» г J иV r'+ PJn = (lv)vnexp[-(lv)N']L„[-(lv)2N'/v] (3.76)

(Lachs [1965]). Pe măsură ce operatorii de densitate fac naveta, receptorul optim se reduce la unul care măsoară numărul n de fotoni în modul potrivit. Un receptor bazat pe criteriul Bayes va forma raportul de probabilitate A(n) = Px„iPOп pentru numărul real n de fotoni numărați și va decide că un semnal este prezent dacă Λ(η) depășește un nivel de decizie definit ca în echivalentul (1.6).

Dacă criteriul Neyman-Pearson guvernează proiectarea receptorului, trebuie utilizată randomizarea, așa cum este descris în § 1.2. Ipoteza Hr este aleasă ori de câte ori n depășește un anumit întreg v, Ho ori de câte ori n < v; când n = v, Hj este ales cu o anumită probabilitate f. Probabilitățile de falsă alarmă și de detecție sunt acum. ca în ecv. (1.12) și (1.13),

O„ = /(li.)1>' + r'+1, (3.77)

β„ = /Pι,+ Σ Fi.· (3·78)
n = v + 1

Here v este cel mai mare număr întreg din In (?0/ln ν· h ioni aceste formule au fost construite curbele din Fig. 3.3. (Vezi Helstrom [1969a] pentru grafice suplimentare ale lui 2d.) În limita .J ' τ>· 1 probabilitățile de falsă alarmă și de detecție sunt date aproximativ de

Qo - exp(-+/?2),

Qd = Q(a> /') = * exp | -l(a2 + x2)]l0(ax)dx,

α = (2N(I)*,   (3,79)
unde Q(v., β) este funcția 0 a lui Marcum. Aceste probabilități sunt aceleași ca și pentru receptorul clasic optim al unui semnal de fază aleatorie, care trece ieșirea filtrului potrivit printr-un redresor și compară ieșirea redresată la momentul t = T cu un nivel de decizie legat de β (Helstrom [1968c] p. 166-171).

3.5. amplificare

Să revenim la modelul nostru de receptor ideal ca linia de transmisie prezentată în Fig. 3.1. Semnalul, când este prezent la intrare, a intrat în intervalul (0, T) și la momentul t = T ocupă întreaga linie, a cărei lungime este / = cT. La momentul t = T, intrarea cu impedanța sa Zs este detașată și o impedanță de sarcină ZL este atașată la capătul din dreapta (x = /) al liniei. Undele de semnal și de zgomot care ocupă linia și se deplasează spre righi sunt reflectate și atenuate de sarcină, care injectează zgomot suplimentar la temperatura .yL.

La momentul t = 2T semnalul, când este prezent, ocupă din nou întreaga linie și este reprezentat de

F(x. 2T) = —Z0/(x, 2T) = Azo(Zs + Zoyls(xlc), (3.80) unde /?L este coeficientul de reflexie definit în ecuația (3.38). Câmpul este din nou extins în o serie Fourier ca în ecuația (3.7), iar în mod clasic modurile spre stânga au componente ale semnalului

hm = (VZV) è Í s(0 exp (ict)àt. (3.81)

'Zs + Z0/ / Jo

Componenta zgomotului , a lui h,n = hmx+ihlny are variațele

Var hmx = Var hmy

= plZ^ZI^ + Z^T^ + Kr^Z^^ + Z^T-1, (3,82) ca în ec. (3.14). Astfel, numărul mediu de fotoni de semnal în modul potrivit al cărui operator de anihilare este

£/l = [Σ l/hil2] 1 Σ P-mbm,

m = 0   m = 0

ьт=(2aiЦП)'I,„„ ,,m = (3,83)

n:' = A;.V(,   (3,84)

unde N este dat de ecuația. (3,61). Numărul mediu de fotoni de zgomot este de

compararea echivalelor. (3,82), (3,14) și (3,49),

-*'" = ^^·'+(í-/?Z) pi(^/K.^L),

.i ' =   pUhQI K Г),

(3,85)

unde am înlocuit factorul de zgomot clasic K.^ZfhQ cu factorul Planck pl (hQ;KZ~) atât pentru sursă, cât și pentru sarcină. Cu |/?L| = 1 (ZL = 0 sau ZL = co), procesarea modurilor spre stânga poate avea loc la momentul t = 2T cu aceeași eficiență ca și pentru detectarea semnalului în modurile spre dreapta la momentul t = T. În caz contrar, semnalul va, cu |/?L| < 1, să fie slăbit, iar zgomotul suplimentar va fi adăugat de sarcină.

Să presupunem de acum înainte, pentru simplitate, că sursa și linia de transmisie sunt potrivite astfel încât Zo = Zs, βΛ = 0 și

2

= A2pl(^/A'7)+(i-^) pl (ftfi/K^b), βί =

Zi, Zo Zl + Z0.

(3,86)

și să ne întrebăm ce se întâmplă dacă ZL este o rezistență negativă, ZL < 0, așa cum ar putea apărea într-un amplificator idealizat. Apoi β^ > 1 și 7VS" > 7VS; semnalul din linia de transmisie la momentul t = 2T a fost amplificat, fotonii suplimentari fiind furnizați de sursa de alimentare care conduce rezistența negativă. Știm că un amplificator cuantic precum acesta Maserul conține o mulțime de atomi sau molecule, populația ale căror niveluri de energie a fost inversată prin pompare. După cum a discutat de Takahasi [1965], această distribuție inversă poate fi idealizată ca o distribuție Planck corespunzătoare unei temperaturi negative < 0. Factorul Planck ρ1(/1Ω/Aí7 L) este atunci negativ, iar numărul mediu de fotoni de zgomot în modul potrivit este

Л" = Gt4'+(Gi)J\,
(3,87)

= -pi (— hQ/K\-7 L|) = exp (hQ/K\.^~L[) pi (íιΩ/K\.^ L|), (3,88)

unde G = fi[este factorul de amplificare sau câștig.

N' = GNS.
(3,89)

Numărul minim (G — 1)^1 a de fotoni suplimentari se adaugă atunci când = — oo, Л'a = I.

^in = G(^+l)-l.
(3,90)

Discuția noastră anterioară despre modul în care regulile de comutare sunt menținute de către

Fig. 3.5. Probabilitatea Qd de a detecta un semnal coerent amplificat de fază aleatorie față de numărul inițial Ns de fotoni de semnal; = 0, Qo = IO-4. Curbele sunt indexate cu câștigul G.

Fig. 3.6. Probabilitatea Qd de a detecta un semnal coerent amplificat de fază aleatorie față de numărul inițial Ns de fotoni de semnal; Ж = 1, 2o = Ю-2 și 10~4 Curbele sunt indexate cu câștigul G.

prezența unei tensiuni de antrenare suplimentare în sarcina ZL se aplică și aici; comutatorul

[Ь»(T). ЬЛ(T)] = 4Z0Zl/(Zl+Z0)2

corespunzator eq. (3.44) ia un semn negativ cu ZL. Mai multe detalii pot fi găsite în articolul lui Takahasi [1965].

Pentru un semnal coerent de fază cunoscută, cea mai bună prelucrare a modului amplificat este, în limita G >· 1, măsurarea operatorului 1(íZx + í/+). Probabilitatea de detectare depinde atunci, ca în ec. (3.65) și (3.66), pe raportul semnal-zgomot echivalent

D"2 = 4C/(2Ж" + 1) =-----------------G»l. (3,91)
4 V 7 2Gp'+l)-lЖ+1

Acest raport semnal-zgomot maxim atins este întotdeauna mai mic decât raportul semnal-zgomot efectiv D\ = 27Vs/(J' + i) caracteristic modului înainte de amplificare. Astfel, amplificarea are ca rezultat diminuarea detectabilității semnalului

Când faza semnalului este necunoscută, probabilitățile de falsă alarmă și de detecție pot fi calculate prin ecuațiile. (3,77) și (3,78). în care eq. (3.76) a fost înlocuit, cu înlocuit cu Л'" = G(yK +1) — 1 și N-urile înlocuite cu N's' = GNS. În figurile 3.5 și 3.6 e, reprezentați grafic probabilitatea de detecție Qd față de numărul inițial mediu Ns

al fotoni de semnal, pentru diverse câștiguri G, luând aK = 0 și, respectiv, .4 = 1. Efectul amplificării este cu cât este mai mic, cu atât numărul mediu inițial aΓ de fotoni de zgomot pe mod este mai mare. Această scădere a detectabilității semnalului datorită amplificării este de așteptat. Teoria detectării prescrie cea mai bună metodă de procesare a intrării v(t) către receptor; adică, oferă strategia care generează probabilitatea medie minimă de eroare sau probabilitatea maximă de detectare cu probabilitate fixă de alarmă falsă. În niciunul dintre cazurile pe care le-am tratat, această strategie nu include o amplificare a datelor. Amplificarea Henee nu poate produce o probabilitate medie de eroare mai mică sau o probabilitate de detectare mai mare și, deoarece este însoțită de adăugarea de zgomot la date, amplificarea, în general, diminuează detectabilitatea unui semnal.

§ 4. Descompunerea modală a câmpurilor de deschidere

Ne întoarcem acum la detectarea fasciculelor de lumină, despre care presupunem că se încadrează în mod normal pe deschiderea unui instrument optic și provin de la surse care acoperă un unghi solid îngust, așa cum este văzut de observator. Deoarece opritoarele pot fi folosite pentru a tăia orice lumină de fundal incidentă în afara unui coron subțire de direcții normale cu deschiderea instrumentului, fără a reduce detectabilitatea luminii de la sursă, razele de fond pot fi tratate ca paraxiale, iar câmpurile de lumină pot fi descrise cu acuratețe printr-o teorie a undelor scalare (Green și Wolf [1953]; Walther [1967]). Tratând astfel cu un câmp scalar, discuțiile noastre ulterioare presupun că lumina incidentă, atât semnalul cât și fundalul, este polarizat liniar. Pentru a trata lumina nepolarizată, este doar necesar să se dubleze numărul de moduri de câmp luate în considerare la aplicarea rezultatelor noastre, iar gradele intermediare de polarizare pot fi gestionate în mod similar prin împărțirea luminii incidente în componente independente statistic, polarizate liniar.

În plus. lumina de detectat ocupă o bandă spectrală a cărei lățime IF este o mică fracțiune din frecvența purtătoare centrală Ω = 2nc/z; W < Ω.

Lumina de fundal este distribuită larg nu numai în direcție, ci și în frecvență, având o densitate spectrală Planck cu temperatura absolută - У . Componentele luminii de fundal care au frecvențe în afara benzii ocupate de lumina de la sursă pot fi filtrate fără a afecta detectabilitatea semnalului.

Observatorul trebuie să decidă dacă un anumit fascicul de lumină coerent sau incoerent este prezent sau nu, iar singura informație pe care își poate baza decizia rezidă în câmpul scalar i//(r, t) la deschiderea A a instrumentului său optic. în timpul unui interval finit (0, T). El trebuie să prelucreze acel domeniu în așa fel încât deciziile sale să fie luate cu cea mai mare eficacitate și, în acest scop, aplică principiile teoriei detecției evidențiate în capitolele precedente.

Câmpul de la deschiderea A este extins într-un set de funcții ortonormale 4P(r),

^nP(.r)nq(r)dr = δρ4 = ¡θ, pq,   (4-0

d2r fiind elementul bidimensional al ariei din deschidere. Scriem câmpul acolo ca

<A(rt) =   (4·2)

P

unde componenta
'Ъ(θ = I Od-'г   (4.3)
VA
va fi numit modul de deschidere pth.
Deoarece lumina de fundal este omogenă din punct de vedere spațial, căzând pe diafragma dintr-un coron de direcții mult mai largi decât cel din care vine lumina care trebuie detectată, funcția sa de coerență spațială poate fi presupusă a fi proporțională cu funcția delta bidimensională ¿(iq — r2), iar modurile separate de deschidere ψρ(ί) vor fi independente statistic în absența unui câmp de semnal (ipoteza Ho). Prin alegerea adecvată a funcțiilor de expansiune spațială ηρ(K), modurile de deschidere ψρ(ί) pot fi independente și sub ipoteza Hi (Kuriksha [1968]). Această statistică! independența necesită ca funcțiile de mod ηρ(K) să varieze, dar puțin peste distanța de corelație hc¡KJ~ a câmpului de fundal ori de câte ori este prezentă orice lumină de fundal; sursa trebuie să subtină un unghi solid mult mai mic decât (KJ /hQ)2.
În receptorul nostru ideal, lumina care trece prin deschidere este admisă într-o cavitate fără pierderi în timpul intervalului de observație (0, T). Presupunem că deschiderea A este mult mai mare decât lungimea de undă a luminii, încât toată lumina care cade pe deschidere intră în cavitate și niciuna nu este reflectată sau difractată înapoi. Fiecare mod de deschidere ψρ(ί) poate fi considerat ca ex-

citarea unei combinații distincte de moduri normale în interiorul cavității în același mod ca sursa de intrare v(t) către receptorul liniei de transmisie în § 3 a excitat modurile normale ale liniei și putem considera fiecare dintre aceste seturi de cavități. moduri asociate cu o linie de transmisie separată și independentă, adaptată la câmpul extern. Linia de transmisie echivalentă a p-a, excitată doar de modul de deschidere, poate fi imaginată ca fiind conectată la terminalul său de intrare generatorul unei tensiuni.
vp(Π = Z*ψρ(ί), (4.4)
impedanța internă Zs a acestui generator fiind egală cu impedanța caracteristică Zo a liniei. Energia absorbită de linia p este, ca în ec. (3,27), egal cu
eu,. - (4z0)-' Гілй]2* = 1 Г[Ψ,(O]2<1'·   (4·5)
Jo   Jo
iar energia totală absorbită de cavitate este
£τ = έΣ Ί [.ΨP^2(ίί = έ I Ί 0]2d2rdí> (4·6)
pv 0 v Aν O
care specifică normalizarea câmpului de deschidere iД(г, t).
În § 3 am presupus că intrarea este deconectată de la linia de transmisie la momentul t = T și că modurile liniei sunt observate imediat. De fapt, amplitudinile lor ar putea fi măsurate în orice moment ulterior, fără a modifica probabilitățile de falsă alarmă și detecție atinse, deoarece posedă o dependență sinusoidală cunoscută de timpul t, ca în ec. (3,29). La un nivel mai fundamental recunoaștem că valorile proprii r/fc ale operatorului Pi — Λορο în ec. (2.6) sunt independente de timpul de observare a câmpului în receptorul ideal, la fel și probabilitățile de falsă alarmă și de detecție, așa cum sunt date de ecuația. (2.13). O schimbare a timpului de observare nu face decât să impună o transformare unitară asupra operatorii de detectare sau Iìr. Nu contează, așadar, la ce oră t Ξ2 T sunt observate modurile

de cavitate asociate cu mai multe moduri de deschidere ψρ(ί), odată ce deschiderea a fost închisă sau -echivalenti - sursele au fost deconectate de la liniile de transmisie.
Deoarece câmpurile luate în considerare sunt cvasimonocromatice, ocupând o bandă de frecvență de lățime И' aproximativ o frecvență purtătoare Ω = 2яс/л, modurile de deschidere pot fi împărțite fără ambiguitate în componentele lor de frecvență pozitivă și negativă,
wo = (4,7)

Primul este un purtător exp (—ii2t) înmulțit cu un factor de modulație care variază lent. Deoarece ψρ(ί) este real, acesta din urmă este conjugatul complex,
ΨΓ'(') = K'(')]*. (4,8)
și reprezintă o modulație corespunzătoare a exp (ίΩί).
Mecanica cuantică: componentele cu frecvență pozitivă și negativă devin operatori adjuncți fără navetă,
Ό') = Wό+'(')]+· (4,9)
Comutatoarele lor decurg din cele din ec. (3.42), iar când sunt luate în considerare dependențele de timp exp (+ i£h) și natura lent variabilă a modulațiilor, acestea pot fi scrise, folosind eq. (4.4) în conversie, №«.). O] = зле^и-ь)^. lfl.
LO',). 0'2)] = o. 1
Moduri de diafragmă distincte comută în virtutea ortogonalității funcțiilor de expansiune gp(r).
Amplitudinile modului gm introduse în § 3 sunt văzute din eq. (3.12) să fie proporțională cu coeficienții unei serii Fourier pentru intrarea v(t) pe intervalul (0, T). Din cauza limitării intrării la frecvențele din vecinătatea lui Ω, doar partea cu frecvență pozitivă a lui v(t) contribuie la integrarea Fourier pentru gm. Când folosim ec. (3.32) și (4.4) cu Zo = Zs și CI = T¡Z0, constatăm că putem scrie operatorii de anihilare pentru modul p ca
a,„ = (2M)-4 ÍTγΪ(<><+W^di, (4.11)
J 0
7m(0 = T~* exp [-i(com-i2)f|, ω„, = 2πιη/T, (4.12) unde am înlocuit factorul (йсо„,)_i cu (ЙI2)_I deoarece ω, „ « Ω. Funcțiile de expansiune y„,(t) sunt ortonormale pe intervalul de observație (0, T). Cu toate acestea, în tratarea detectării fasciculelor de lumină incoerente, vom găsi convenabil să extindem modurile de deschidere ψ{ρ+\ί) în serii de funcții ortonormale 7,„(t) exp (—ίΩί) diferite de cele sinusoidale din echivalentul (4.12). În general, atunci, vom defini operatorii de anihilare apm pentru cel de-al-lea mod de deschidere prin eq. (4.11) cu
K(07n(l)di = <5
mn *
(4 13)
Funcțiile de expansiune utilizate vor depinde de densitatea spectrală a

lumina care urmează să fie detectată și, deoarece vom presupune puritatea spectrală, același set 7„,(Ό se va aplica tuturor modurilor de deschidere iДр(/). Acești operatori de anihilare apm și operatorii lor de creație adjuncți apm vor respecta regulile de comutare s. ~
^pq^mn' L^pm 'θ' (4.14)

în virtutea comutatoarelor date în ec. (4.10). Acestea au fost, de asemenea, derivate din regulile de comutație pentru un câmp scalar în spațiul liber (Helstrom [1970b]).
Acum scriem modul de deschidere /?-a, în funcție de timp, în formă
00
Ψ7'(ï) = (2ЙO)^ Σ   (4,15)
ιη = O
Energia totală în modul /?-lea este, prin ec. (4.5), (4.7) și (4.13),
PT   oo
£P = ì Ψρ+)(ήψρ~'(ήά΅ί = fiQ Σ „pm^pm, (4.16)
·/ 0 m = 0
iar apmapm este operatorul numeric pentru al-lea mod temporal al lui ψρ(ί). Odată ce modurile spațiale au fost alese corect, rezultatele analizei noastre din § 3 pot fi aplicate la detectarea fasciculelor de lumină coerente. Să presupunem, de exemplu, că lumina care trebuie detectată este Corning de la un laser ideal ale cărui emisii sunt impulsuri de temporă cunoscută! forma s(t). Fie câmpul creat de laser în punctul r al deschiderii să fie proporțional cu f(r), unde
|/(r)|2d2r = 1.
Apoi luăm prima funcție a modului de deschidere egală cu/(r) și alegem funcțiile rămase i/p(r) să fie ortogonale cu/(r) peste diafragmă.
Rezultatele noastre din § 3 determină detectabilitatea pulsului laser în prezența luminii de fundal termică albă spațială și temporală de temperatură absolută ^7 Dacă faza purtătoare a impulsului laser este cunoscută, se aplică analiza din § 3.3; dacă este necunoscut, se aplică cel din § 3.4.

§ 5. Detectarea Luminii Incoerente

5.1. CÂMPURILE OPTICE

Prin lumină incoerentă înțelegem lumina emisă de surse naturale, care constau dintr-un număr enorm de atomi și ioni care emit aleatoriu. În mod clasic, câmpurile produse de astfel de surse pot fi tratate ca procese aleatoare gaussiene spațio-temporale, pentru că sunt sumele unui mare număr de mici,

componente aleatorii produse de radiatoarele atomice individuale. Din punct de vedere mecanic cuantic, operatorii de densitate ai acestor câmpuri au reprezentații P gaussiene, iar câmpurile posedă doar coerență de ordinul întâi (Glauber [1963]).
Când lumina care trebuie detectată este prezentă (ipoteza H1), jumătatea de frecvență pozitivă i/d +)(r, r) a câmpului la deschiderea instrumentului de observare constă din două părți,
Ά(+ X»'5 0 = ΊΦ' ί) + Άη('·, O,
i/is(r, t) reprezentând fasciculul care trebuie detectat (semnalul), iar ϕп(г, t) reprezentând lumina de fundal (zgomotul). (Omitem superscriptul(+) indicând că și ψη conțin doar frecvențe pozitive.)
Lumina de fundal ajunge cu o distribuție în frecvență și unghi atât de largă decât cea a semnalului, încât fundalul poate fi luat ca alb spațial și temporal; funcţia sa de coerenţă mutuai are forma
(g, G) Άη(»'2, *2)] = Aio ¿('fi - »'2) - h),(5.1)
unde superscriptul + indică clasic complex-conjugat, cuantic-mecanic adjunctul.
Câmpul semnal pe care îl presupunem că este pur din punct de vedere spectral, astfel încât funcția sa de coerență reciprocă poate fi

factorizată într-o parte spațială (ps(i\, r2) și o parte temporală - scriem il sub forma
ΠΜ(пЛ2)] = <Ps(g , r2)x(tl-t2)exp [~ii2(ti-t2)]. (5.2) unde Ω — Iπφ.
este frecvența unghiulară a purtătorului. Funcția de coerență temporală χ(τ) este astfel normalizată încât /(0) = 1 ; transformata sa Fourier
P 00
Λϊω) = χ(τ)ε,ωΜτ
J — 00
(5,3)
reprezintă densitatea spectrală a luminii obiectului, cu frecvențele unghiulare ω denumite Ω ca origine. Lățimea de bandă W a acestei lămpi este definită convenabil ca
DACA =
„ ip oo —i 2 / î p/ P 00
— y(œ)dm /— [X(w)]2dûJ = |χ(0)|2 / I |/(r)|2dr; _27îJ — œ J / 2я2-
cc/ J — co
(5,4)
W este reciprocai timpului de coerență definit de Mandel [1958].
Procesele semnal și zgomot sunt ambele gaussiene circulare în sensul că £[t//(+ ,(r1, /*1)iД(+)(r2, r2)] = 0 (Helstrom [1968c] pp. 69-72).).
Semnalul este considerat ca provine dintr-o sursă luminoasă îndepărtată, care poate fi considerată plană și ca având o radiație B(u) în funcție de poziție.

tion и = (ux, Uy). Partea spațială a funcției de coerență reciprocă la deschidere este atunci
r2) = (4πB2) 1 exp (¿-r2)
(5-5)
β(?ι -'ù)·
unde κ = Ω/c = 2π/λ este constanta de propagare, R este distanța dintre obiect și deschidere și
/i(г) = Í B(и) exp (i/cw · r/A)d2u, (5.6)
J o
O desemnând o integrare peste planul sursă sau obiect. Ecuația (5.5) decurge direct din formula de difracție Fresnel-Kirchhotï aplicată planului obiect, la care funcția de coerență reciprocă a semnalului are forma
/ ,)] =
zrÀ “ 2 B(«, F>(и (- и 2) /(< - /2) exp [- iQ(t, - /2) j, (5.7
)
funcția delta care indică incoerența spațială a luminii la emisia de către planul obiect. Energia totală medie primită de la obiect este, prin ec. (4.16). (5.2), (5.5) și (5 6),
l „ = II φ (r. r)/(0)d2rdt = BτAT/4πK2,
J A.· 0
B, = //(()) = i B(w)d2w. (5,8)
J o
Cea mai utilă descompunere a câmpului de deschidere în moduri ca în ec. (4.2) implică acum ca funcții de expansiune ηρ(τ) funcțiile proprii ale părții spațiale «pjiq, r2) ale funcției de coerență reciprocă a luminii obiectului; sunt soluții ale ecuației integrale
MpOt) = (ЛBT)_1 I ^(r2-''lHP0'2)d:r. (5,9)
JA

cu valori proprii hp care însumează 1,
Σ h, = F   (5,10)
P
și indicați fracția din energia totală a semnalului care intră în fiecare mod de deschidere ψρ(ί). Prin utilizarea acestor funcții de expansiune, ne asigurăm că modurile de deschidere ψρ(ΐ) sunt independente statistic atât în prezența, cât și în absența luminii obiectului.

Pentru descompunerea temporală a fiecărui mod de deschidere ψρ(ί) folosim funcțiile proprii ym(t) ale părții temporale a funcției de coerență reciprocă a luminii obiectului; acestea sunt definite de ecuația integrală

Zml'mGl) = T 1Í Z('|-U)7m(U)'K'· (5.11)
♦'o

Suma valorilor proprii %m la 1,

Σζ,„=1,   (5-12)

și specificați fracțiile din energia semnalului în fiecare mod de deschidere ψρ(ί) care sunt asociate cu termenii ym(t) exp (—ΐΩί) în ec. (4.15). Când, așa cum este adesea cazul, produsul ITT al lățimii de bandă a semnalului și timpul de observare este foarte mare, valorile proprii χ,„ sunt date aproximativ de

7.m~T lX(2mnlT).
(513)

unde X(ω) este densitatea spectrală a luminii obiectului definită în ecuația. (5.3), iar m ia atât valori integrale pozitive, cât și negative. Funcțiile proprii asociate sunt aproximativ exponențiale complexe date de ec. (4.12), după cum se poate observa prin substituirea în ecuația integrală (5.11) (Grenander și Szegô [1958] § 8.6, pp. 136-139).

Definim combinația rçp(r)ym(/) exp (—ïΩζ) ca un mod spațio-temporal al câmpului de deschidere. Posedă în medie o fracţiune /?ρχ,„ din energia primită de la obiect. Toate modurile spațio-temporale sunt independente statistic sub ambele ipoteze Ho ("semnal absent") și H! („semnal prezent”).

Din echiv. (4.11), (5.2) și (5.3) putem calcula numărul mediu de fotoni în modul spațio-temporal (pni) sub ipoteza H1;

£(aPmapmlHi) = Tr (Pi apmaPm} = (.hQYl(hpxmEs + N0) = Npm+J', (5.14)

Unde

V,w = lipXmEjhQ = hpxmNs   (5,15)

este numărul mediu de fotoni de semnal în acest mod și .J = N0/hQ este numărul mediu de fotoni de zgomot; Ns = EJhQ este numărul mediu total de fotoni primiți la deschiderea A de la obiect în timpul intervalului de observație (0, T). Numărul = ρί(ήΩ/K^~) este dat de legea Planck, eq. (3.50), în ceea ce privește constanta lui Boltzmann K și temperatura absolută efectivă ¿X a luminii de fundal; este la fel pentru toate modurile spațio-temporale semnificative, deoarece presupunem din nou că hW Ć KУ ori de câte ori> 0. În ipoteza Ho,

£(«pm«pm|H0) = Tr (Po«p+m«pm) = ' Γ   (5Л6)

Numărul de fotoni din fiecare mod are o distribuție Bose sub ambele ipoteze Ho și Ht; numerele medii date de ecuațiile. (5.14) și (5.16) sunt suficiente pentru a determina aceste distribuții.

5.2. I HE OPTIM REC EIVER

Deoarece am aranjat moduri independente din punct de vedere statistic sub ambele ipoteze, atât operatorii de densitate p0, cât și /q pentru câmpul din receptorul ideal factor în producția de operatori de densitate pentru modurile spațio-temporale individuale. Pentru fiecare mod, operatorul de densitate are, atât sub Ho cât și Hi, o reprezentare F Gaussiană cu medie zero, ca cea din ec. (3.58), în care .-F' = ,T~ sub ipoteza Ho şi ^F' = Npm+A''' sub H,. Ambii acești operatori de densitate modală sunt așadar diagonali în reprezentarea numerelor. Fie |vpm) starea proprie a operatorului numeric apmapm cu valoarea proprie rpm,

Чрп.^pт^'pт) = Tp>,Ъp„.>.   (5,17)

Apoi, operatorii de densitate pentru întregul câmp sunt

Pi Π |g)

P*» =   = CWÌ+i), „■ = θ-1.

Ajïï =   ■ At- = AP-+-*' = hp/_„N,+.A-.(5 19)

Deoarece operatorii de densitate p0 și p¡ sunt simultan diagonali în reprezentarea numerelor, receptorul optim este unul care măsoară numerele vpm de fotoni în fiecare mod spațio-temporal, formând raportul de probabilitate.

Л({',-}) = Π   (5-20)

p, m

și îl compară cu un nivel de decizie adecvat Ao, hotărând că câmpul de semnal este prezent dacă A > Ao. Echivalenti}, compară raportul de probabilitate logaritmică

Í υ(I)

În l({vpm}) = E (5,21)

cu In Ao sau cu un nivel de decizie determinat de probabilitatea de alarmă falsă. În secțiunile ulterioare vom studia, în cazuri speciale, acest receptor optim sau receptorul de prag aproximat și vom evalua performanța acestuia.

5 3. DETECȚIA SURSELOR DE PUNCTE

Când lumina care trebuie detectată provine dintr-o sursă punctuală, cum ar fi o distanță

stea, câmpul său posedă coerență spațială completă de ordinul întâi peste deschidere, β(κ) = /?(0), re A. Cea mai joasă funcție spațială proprie este atunci constantă,

re A, /it = 1.   (5.22)

unde A reprezintă aria deschiderii. Funcțiile proprii rămase sunt ortogonale la ^(r) peste deschidere. Doar modul de deschidere este excitat de lumina din obiect, iar celelalte pot fi ignorate. Prin urmare, putem renunța la indicele de mod spațial p în ecuațiile precedente, punând hr = 1 și limitându-ne atenția la modurile temporale ym(0 x exp (—ïΩí) în care este descompus i/^O).

5.3.1. Limită cuantică extremă

În limita cuantică extremă Ж = O (.У = 0) nu sunt numărați fotoni în niciunul dintre modurile temporale în absența unui semnal (ipoteza Ho). Prin urmare, este necesar să se utilizeze o strategie randomizată, așa cum sa discutat în § 1.2, pentru a obține o probabilitate de alarmă falsă prestabilită Qq . Receptorul va alege ipoteza Hj ori de câte ori

sunt numărați orice fotoni; când nu sunt observați fotoni, alege ipoteza Hj cu probabilitatea Qo. Probabilitatea de detectare este acum

& = 1-Λ(0)+ρoP1(0) = l-(le„)pi>), (5.23)

unde p¡(0) este probabilitatea ca nici un fotoni să nu se găsească în niciunul dintre modurile din ipoteza Hx, adică prin ec. (5.19),

P1(O) = П(I-ΐ') - ПС+X-Л'.)" = [AX)]-', (5.24)

m m

unde este o valoare proprie a ecuației integrale (5.11). Presupunerea noastră anterioară că hW KE' nu este necesară aici, numărul fiind zero în modurile ali.

Functia

/(z) = П(1+Z™ζ) (5·25)

m

este determinantul Fredholm al ecuației integrale (5.11). Pentru o sursă cu spectru Lorentz

Ύ(ω) = 2IT(ω2 + IT2)"1, χ(τ) = e_и'м, (5.26)

determinantul Fredholm este bine cunoscut,

/(=) = (4pi>)-'e-»[(ь + м)2e,'-(ь-p)2e-''],

μ = ИТ. ь = (μ2+2μζ)* (5,27)

(Siegert [1957]). În Fig. 5.1 am reprezentat grafic probabilitatea Qd de detectare pentru Qo = 10“4 și diferite valori ale produsului lățime de bandă timp μ = WT. Pentru μ = 0,ρχ(0) = (1+jVs)_1, iar în limita μ l,/>i(0) = exp (-Ns). Aceste curbe ar fi modificate doar imperceptibil pentru o alarmă falsă mai mică

Fig. 5.1. Probabilitatea Qd de a detecta lumina incoerentă polarizată liniar dintr-o sursă punctuală în raport cu numărul Ns de fotoni; J' — 0, Qo = 10~4. Curbele sunt indexate după produsul lățimii de bandă de timp WT. Linii continue: spectrul Lorentz; linii întrerupte: spectru dreptunghiular. Curba pentru WT — 6,366 pentru spectrul dreptunghiular aproape coincide cu cea pentru WT = 5 pentru spectrul Lorentz.

Dacă lumina incidentă este nepolanizată, aceasta poate fi împărțită în două moduri polarizate liniar independente din punct de vedere statistic, cu un număr mediu ^N de fotoni de semnal în fiecare. Probabilitatea de detectare este acum

Q, = 1-(1-0o)[ЛЖ)]2 (5,28)

și este reprezentat grafic în Fig. 5.2 pentru valorile variabile ale WT, din nou cu Qo — IO-4. Fie că este polarizată sau nepolarizată, lumina este mai ușor de detectat, cu atât lățimea de bandă este mai mare.

Coborârea lentă a spectrului Lorentz la zero cu creșterea ω este în puternic contrast cu tăietura ascuțită a spectrului dreptunghiular,

Дсо) = -nW<o) <nW,

X(ω) = 0, |ω| > π W,

pentru care funcţia de coerenţă temporală este

χ(τ) = sinus Wx, (5,30)

Fig. 5.2. Probabilitatea Qd de a detecta lumină incoerentă nepolarizată dintr-o sursă punctuală în raport cu numărul Ns de fotoni; .-L = 0, Qo -- 10~4. Curbele sunt indexate după produsul de lățime a benzii de timp WT. Linii continue: spectrul Lorentz; linii punctate: spectium dreptunghiular.

cu sinus x = sin (πχ)/(πχ). Ecuația de integrare (5.11) care rezultă a fost rezolvată de Slepian și Pollak [1961], iar tabele extinse de valori proprii au fost furnizate de Slepian și Sonnfnblick [1965]. În notația lor,
Zm = ли(c)/ИТ = ялт(c)/2c, c = ±nWT; (5,31)
funcțiile proprii ym(f) sunt funcții de undă sferoidale prolate. Pentru H'T 1 există aproximativ WT valori proprii Zm egale cu (ITT)-1, iar restul sunt exponențial mici; compara eq. (5.13). Pentru a arăta efectul formei spectrale asupra detectabilității luminii incoerente la limita cuantică extremă, am reprezentat grafic sub formă de linii întrerupte în Fig. 5.1 și 5.2 probabilitatea de detecție calculată din ecuațiile. (5.24) și (5.28) prin utilizarea acestor valori proprii.

5.3.2. Interval intermediar

Raportul de probabilitate logaritmică al eq. (5.21) nu poate fi convertită într-o statistică având numai valori integrate atunci când ,/K ψ 0, deoarece factorii In nu sunt în general comensurabile. Distribuţiile de
În d({vpm}) sub cele două ipoteze sunt atunci foarte dificil de calculat.
Când densitatea spectrală a semnalului este dreptunghiulară, iar produsul lățime de bandă timp WT este mare, totuși, există aproximativ WT valori proprii temporale = (ITT)-1, iar restul sunt neglijabile. Dacă facem această aproximare, aflăm că receptorul optim al luminii formează suma
V = È /i = Π 7 , (5.32)
m = 1
a numerelor vm de fotoni în µ moduri temporale semnificative. Suma v diferă acum de raportul de probabilitate logaritmică în Л({vш}) doar printr-o constantă aditivă și un factor constant, care pot fi absorbite în nivelul de decizie. Deoarece v este un număr întreg, trebuie aplicată o regulă de decizie aleatorie așa cum este descris în § 1.2, iar probabilitățile de falsă alarmă și de detecție sunt calculate prin ecuații. (1.12) și (1.13). Probabilitatea de a obține un total de v fotoni este acum distribuția generalizată Bose-Einstein
Pi(v) = (µ-ηί-'τ'-^ν + Aί-ηKíi = 0, 1, (5.33)
i'o = ·Πρ+I), rt = (. »),(. I f/f1) +1).(5.34)
Numărul total mediu de fotoni este obținut din ecuația. (5.14),
v0 = E(v|H0) = µ. t , vj = E(v|Hi) = (5,35)

Probabilitatea de detectare a fost reprezentată în Fig. 5.3 pentru Ж = 1, Qo = IO-4 și diferite valori ale produsului timp-lățime de bandă µ = WT. Curba pentru ;i=l oferă probabilitatea de detecție pentru un singur mod temporal când J ' = 1 și poate fi calculată prin ecuația. (1.15). Pentru µ = 2 și 5 curbele reprezintă doar aproximări brute.
Fig. 5.3. Probabilitatea Qd de a detecta o sursă punctuală incoerentă cu o densitate spectrală dreptunghiulară față de numărul Ns de fotoni de la sursă;. Γ = I,βo = IO-4. Curbele sunt indexate cu numărul µ = WT de semnificație! moduri.

5.3.3. Limita Poisson

Dacă produsul lățime de bandă timp WT crește fără limită și, în același timp, numărul mediu W’ de fotoni de zgomot pe mod scade în așa fel încât E(v|H0) = WWT să rămână fix, distribuțiile numărului total v din

fotonii numărați devin în limita и = oo distribuții Poisson, independent de densitatea spectrală a luminii de la sursa punctuală,
p.(v) = Vv. exp (—v,)/v¡!, i = 0,1.
(5,36)

Un detector bazat pe observații ale numărului v este optim, totuși, numai atunci când densitatea spectrală a semnalului este dreptunghiulară, ca în ec. (5,29).
În Fig. 5.4 am reprezentat grafic probabilitatea Qd de detectare în această limită WT > 1 față de numărul mediu Ns de fotoni semnal pentru diferite valori ale. VWT 5Ξ 1. Pentru J'HT 1 probabilitatea de detecție este reprezentată grafic în Fig. 5.5 în funcție de raportul semnal-zgomot
D„ = JV,(. ПET)'*.
(5,37)
Pentru .>1 'IFTiT· 1 distribuţia sumei v este aproape Gaussiană, iar probabilităţile de falsă alarmă şi de detecţie sunt aproximativ ca în ecuaţia. (3.65) cu Dn în locul lui Dq.
Fig. 5.4. Probabilitatea Qd de a detecta o sursă punctuală incoerentă având o densitate spectrală dreptunghiulară și de a furniza un număr total 7VS de fotoni în limita Poisson J' 1, И Г 1. Curbele sunt indexate după numărul total mediu .. FtFT de fotoni termici din moduri semnificative; Qo = IO-"1.

Fig. 5.5 Probabilitatea Qd de a detecta o sursă punctuală incoerentă având o densitate spectrală dreptunghiulară și de a furniza un număr total Ns de fotoni, față de Dn = Ns(. < 1УT)~±, în limita Poisson -f 1, W7"^> 1 Curbele sunt indexate după numărul total mediu < TFT de fotoni termici în modurile semnificative; <2o = 1θ-4·
5.3.4. Efectul amplificarii
Când densitatea spectrală a semnalului este dreptunghiulară, modurile temporale µ = WT corespund funcțiilor proprii sinusoidale </,„(/) exp (— íΩí) ale echivalentului. (4.12) și poate fi asociat direct cu modurile receptorului liniei de transmisie așa cum este tratat în § 3. Ne putem imagina apoi amplificarea amestecului de semnal incoerent și fundal așa cum este descris în § 3.5. În ipoteza H, numărul mediu de fotoni în fiecare dintre modurile temporale semnificative înainte de amplificare este
v,„i =(5·38) după amplificarea cu câștig G este în cele mai bune circumstanțe date de ecuația. (3,90) ca
v;nl = G(vml + 1)-1 = G(. I Ч/Г1 N, + 11-1. (5.39)
iar parametrul din distribuția m eq. (5.34) este
= viiMi + 1).
(5,40)

cu r0 obţinut prin setarea Ns = 0. În Fig. 5.6 și 5.7 am reprezentat grafic probabilitatea de detectare calculată din distribuțiile ec. (5.33) cu aceste valori ale v0 și pentru WT = 5 și 10 și pentru J ' = 0 și diverși factori de amplificare G. A fost postulată o procedură de decizie randomizată care duce la o probabilitate exactă de alarmă falsă

= IO-4. Din nou, detectabilitatea semnalului scade odată cu creșterea amplificării. Pentru valori mai mari de .Λ' efectul de amplificare este mai puțin sever.

5.3.5. Limita de clasă

Din motive de completitudine, analizăm detectarea luminii dintr-o sursă punctuală incoerentă în limita clasică atunci când numărul mediu de fotoni în fiecare mod temporal este foarte mare în ambele ipoteze. The

Fig. 5.6. Probabilitatea Qü de a detecta un semnal incoerent amplificat de fază aleatorie și densitate spectrală dreptunghiulară față de numărul mediu Ns de fotoni de semnal; . t' = 0, Qo = 10-4, WT = 5. Curbele sunt indexate cu câștigul G.

Fig. 5.7. Probabilitatea Qd de a detecta un semnal incoerent amplificat de fază aleatorie și densitate spectrală dreptunghiulară față de numărul mediu Ns de fotoni de semnal; J ' = 0, Qo = 10-4, WT = 10. Curbele sunt indexate cu câștigul G.

problema este atunci aceeași cu cea a detectării unui semnal sto-chastic gaussian de bandă îngustă având energie Es = hQNs și o funcție de coerență reciprocă temporală normalizată χ(τ) exp (—ί́Ωτ) în prezența zgomotului gaussian alb de densitate spectrală unilaterală K' f = hQjE. Rezultatele noastre se vor aplica, de asemenea, la detectarea unei surse punctiforme care emit incoerent după o amplificare extremă, G >> 1, numărul de fotoni de zgomot și semnal în fiecare mod temporal ym(z) exp (—ίΩζ) fiind presupus dat de o expresie ca echivalentul (3,90) după amplificare; este necesar doar în cele ce urmează să înlocuiți Л' cu # +1.

În limita Ж 1, Ns >· 1, raportul de probabilitate logaritmică în ec. (5.21) devine, cu indicele p în mod spațial scăzut.

În Л('vт') = £ [v.(N!”'-1 -№>-')-ln (
m
= £[D2Zjl+PM'4-ln(l+B2Z,.)] 6·41)
m

unde D2 = Л'Д 1 ' = Es/K^ este raportul semnal-zgomot, este valoarea proprie temporală definită în ec. (5.11) și x,„ = vт/Л . Nu am folosit eq. (5.19). În această limită clasică x,„ = vm/J ' este o variabilă aleatoare continuă cu pdf exponențiale în ambele ipoteze,

Pom = exp
Pim = exp [-(1 + D2%m).x,„ > 0,(5.42)

iar .vm-urile pentru diferite moduri sunt independente statistic. Pentru a calcula probabilitățile de falsă alarmă și de detecție, găsim mai întâi funcțiile generatoare de moment (mgf) ale statisticii de detecție.

L^\D2xm(l+D2Xny1xm, (5,43)
ni

care diferă doar printr-o constantă de raportul de probabilitate logaritmică din ec. (5,41). Ipoteza Hi este aleasă când L depășește un nivel de decizie Lo. mgf sunt transformările Laplace ale pd f ale lui L,

E[e-'lH„J = /(D2)//(D2(1 + s)), (544)
(5,45)

unde /(z) este determinantul Fredholm definit în ec. (5,25). pdf-urile lui L se găsesc luând transformările Laplace inverse ale ecuațiilor. (5.44) și (5.45) prin teorema reziduurilor, iar când acestea sunt

integrate peste ¿o <£ < co, probabilitățile de falsă alarmă și de detecție sunt găsite a fi
CO
δ» = /(O2) Σ [/'(-Z^X^+z;1)]- exp [-(14 D-\- ')L„], лi=1
00
Òd = Σ ^[/'(-Zm1)]-1 exp(-D 2χ,;^0), (5.46)
m = 1
unde /'(z) = d//dz.
Pentru lumina obiectului cu o densitate spectrală Lorentz definită de eq. (5.26) determinantul Fredholm/(z) a fost dat în ec. (5,27); zerourile sale — χ"1 se obțin prin rezolvarea unei anumite ecuații transcendentale (Helstrom [1968c] p. 140). În acest fel a fost calculată probabilitatea de detecție Q¿ pentru Qo = 10“ 4 și diferite valori ale produsului lățime de bandă timp μ = WT, rezultatele sunt reprezentate grafic în Fig. 5.8. Statistica L nu dă un test uniform cel mai puternic, în funcție de raportul semnal-zgomot D2 și fiecare dintre ele.

Fig. 5.8. Probabilitatea Qd de a detecta o sursă punctuală incoerentă cu o densitate spectrală Lorentz în limita clasică. 1, față de r.itio semnal-zgomot D2 = M/. Γ· Qo =
IO-4. Curbele sunt indexate după produsul lățime de bandă timp 11'7.
punct de pe o curbă din Fig. 5.8 se referă la un detector diferit, în special cel optim pentru raportul semnal-zgomot respectiv.
Când WT^> 1, valorile proprii χ,„ ale funcției de coerență temporală χ(τ) sunt date aproximativ de ecuația. (5.13), iar determinantul Fredholm din ec. (5.25) se poate scrie aproximativ ca
f(z) = exp [£ln(l+xmz)]
m
{rjf /*00
— În [I 4-zA (w)]dco
2rtJ_00
Pentru densitatea spectrală l orentz, aceasta rezultă
/(:) » e'”', b = \μ2+2μ:, μ = Π T.
(5-47)
(5,48)
iar prin substituirea în ecuaţii. (5.44) și (5.45) și luând inversul Laplace

transformare găsim probabilitățile aproximative de alarmă falsă și de detecție pentru receptorul clasic optim,
Qo erfc [I M/ξ)\ξ-I)]-e2M erfc [(Λί/^(ξ +1)],
M = (μ2 + 2ΰ2μ)\ /i»1, (5,49)
Gd ~ erfc E(^^W'-l)]-e2/í cric [(μ/ξ ι (ς +1)],
ξ' = μξ M, μ » 1, (5,50)
unde erfc ξ este funcția de eroare integrai definită în ec. (3.23). Pentru fiecare valoare a lui D2, ξ se determină din ecuația. (5.49) pentru a obține probabilitatea de alarmă falsă prestabilită Qo. după care Qd este calculat din ecuația (5.50). S-a găsit un acord bun între seria de reziduuri și aceste aproximări pentru μ = WTZ 12.

În Fig. 5.9 probabilitatea detectării luminii cu o densitate spectrală dreptunghiulară - eq. (5.29) - este prezentată pentru diferite valori ale lățimii de timp-bandă

Fig. 5.9. Probabilitatea Qd de a detecta o sursă punctuală incoerentă cu o densitate spectrală dreptunghiulară în limita clasică față de raportul semnal-zgomot D2 = NJ.V-,
Qo = 10~4. Curbele sunt indexate după produsul lățime de bandă timp HT

produs WT. Valorile proprii χ,„ sunt date de ec. (5.31), iar determinantul Fredholm este folosit în forma dată în ec. (5,25). Trebuie transportat doar un număr finit -de ordinul WT- de termeni deoarece valorile proprii χ„ scad rapid odată ce indicele m depășește WT. Pentru WT 7 aproximarea obținută din ec. (5.47) a fost folosit; conduce la o distribuție gamma pentru statistica de testare sub fiecare ipoteză. Probabilitățile de falsă alarmă și de detecție au fost apoi calculate din

Qo = T(x, WT),
= T(x(l+D2 ¡WT), WT),
(5,51)

Unde

Γ(x,v) = [Γ(v)]-1

este legată de funcția gamma incompletă.

5 3.6. Detectorul de prag

Structura detectorului optim de lumină incoerentă în prezența unui câmp termic de fond depinde de puterea semnalului care trebuie detectat; nu oferă un test uniform cel mai puternic al ipotezei „semnal prezent" împotriva ipotezei nuli „semnal absent". Dacă puterea semnalului este necunoscută în prealabil, prin urmare, detectorul optim derivat în secțiunile de mai sus nu poate fi aplicat. Deoarece detectabilitatea semnalului este cea mai slabă pentru semnalele slabe, este natural să folosiți în schimb detectorul care este cel mai bun în limita puterii semnalului de dispariție; acesta este detectorul de prag descris în § 1.4 și §2.3. Deoarece operatorii de densitate pentru câmpul din receptor sub cele două ipoteze comută, este suficient să folosim aici forma clasică a detectorului de prag.

Raportul de probabilitate logaritmică în ec. (5.21) se extinde cu ușurință în puteri ale numărului mediu 7VS de fotoni de semnal, iar termenul de ordinul întâi în Ns rezultă, după ce partea independentă de date este abandonată și restul este împărțit la NS/^W(^K + 1),

U = ZXhpXmVP"·' (5·52)
p.m

care este statistica de prag. Este o combinație liniară mai simplă a datelor vpm decât statistica optimă din ec. (5.21) și are avantajul de a fi independent de puterea Ns a luminii de detectat.

Semnalul luminos pe care îl luăm în considerare provine dintr-o sursă punctuală și posedă coerență spațială de ordinul întâi asupra deschiderii. Ca și în părțile anterioare ale acestei secțiuni, ne ocupăm doar de un singur mod spațial și renunțăm la

indicele p, scriind statistica de prag în formă

tu (5·53)
m

unde v„, este numărul de fotoni numărați în al-lea mod temporal ym(t) x exp (—ii2r).
Când densitatea spectrală a luminii obiectului este dreptunghiulară cu lățimea de bandă W, există - după cum am spus - valori proprii aproximativ egale WT /m = (WT)_1, iar restul sunt neglijabile, cu condiția IFT» 1. Detectorul de prag în acest caz efectuează aceeași operațiune asupra datelor vm ca și detectorul optim, însumând acele numere de fotoni în modurile temporale semnificative WT și comparând suma cu un nivel de decizie adecvat. Probabilitățile de detecție calculate în părțile (ii) și (iii) și reprezentate în Fig. 5.3, 5.4 și 5.5 se aplică și detectorului de prag, iar pentru lumina cu spectru dreptunghiular, detectoarele de prag și optime prezintă aproape aceeași performanță
Pentru spectre de semnal altele decât dreptunghiulare, statistica de prag U devine o variabilă continuă, mai degrabă decât o variabilă aleatorie discretă. pdf-urile sale sub cele două ipoteze trebuie obținute din funcțiile sale generatoare de moment (mgf),
/i(s) = £(e“rs|Ht, Ns) = f] #[exp (-/msvm)|Salut, Ns]
m
= Π {i + C^+Xm ^s)[l-exp(-Xms)]}_1, (5,54)
m
/<>(') = £(e_t7s|H0) = Π {1+Ж[1-exp(-xт5)]}_1, (5,55)
m
care rezultă din distribuțiile Bose din ec. (5.19). Este necesară o transformată Laplace inversă și, de obicei, trebuie utilizate metode numerice.
Pentru cele mai multe observații ale surselor naturale de lumină incoerentă, produsul lățime de bandă timp ITT este foarte mare. Valorile proprii sunt apoi date aproximativ de ecuația. (5.13). Dacă presupunem <C 1, cu produsul Ж W Γ de ordinul lui 1, mgf-urile în ec. (5.54) și (5.55) devin aproximativ /i(s) = exp ---f [J + Ns T~1 Ά'(ω)]
{1 — exp [— X(to)s/T]}dco
\ 2π J _ .r
{1 —exp [-X(m)s/T]}dmj , (5,56)
suma peste modurile implicate în In /¡(s) și In/0(s) fiind convertită într-o integrare. Pentru o densitate spectrală uniformă acestea conduc la distribuțiile Poisson găsite în § 5.3.3.
,/X
f0(s) = exp -------
I 2π J.

Când lumina obiectului are o densitate spectrală Lorentz dată de ecuația. (5.26), mgf al statisticii L sub ipoteza Ht devine
/i(s) = exp{- I I|Tae-Ш^) + ^<^]-/V,[1-e'
a = sjWT, (5,57)
cu/0(ó·) obținut prin setarea 7VS = 0; /0(a) și Zj(a) sunt funcții Bessel modificate. Apare imposibil de inversat analitic aceste mgf-uri pentru a obține pdf-urile statisticii de prag U, din care pot fi calculate probabilitățile de falsă alarmă și de detecție; sunt necesare metode numerice descrise în altă parte (Helstrom [1969c]). Sa constatat că probabilitatea de detecție este puțin mai mică pentru un spectru Lorentz decât pentru un spectru dreptunghiular cu aceeași valoare a WT.
5.4 DETECȚIA OBIECTELOR EXTINSE

Când obiectul nu este o sursă punctuală, ci se extinde pe mai mult de un element de rezoluție al instrumentului, lumina sa care ajunge la deschidere nu posedă coerență spațială completă de ordinul întâi și mai mult de un mod de deschidere ψρ(í) trebuie procesat pentru detectare. Un element de rezoluție în planul obiectului la distanța R are o zonă de ordinul (IR)2/A, unde λ — 2πτ/Ω este lungimea de undă a luminii obiectului și A este aria deschiderii observării. instrument.
Acum este necesar să se rezolve ecuația integrai (5.9), iar acest lucru se poate face analitic doar pentru câteva forme ale distribuției de radiație B(ы) a obiectului. Se pot face unele afirmații generale despre spectrul valorilor proprii hp, totuși, dacă deschiderea este dreptunghiulară (ax x ay) și dacă B(и) se modifică doar puțin pe un singur element de rezoluție al ariei (XR)2!axay. Se poate găsi o aproximare pentru valorile proprii spațiale hp care este mult asemănătoare cu cea din ec. (5.13) pentru valorile proprii temporale. Le leagă de eșantioane ale transformării Fourier a nucleului /?(r) din eq. (5.9), adică la eșantioane ale radiației B(u) în puncte uniform distanțate în planul obiectului,
hp « δχδγΒ(ρχδχ, pyôy)fBT,
P = (Px,Py), δχ = λΒ/αχ, óy = ÁR¡ay, (5.58) unde px și py sunt numere întregi, iar δχ și ôy sunt elementele de rezoluție liniară în direcțiile x și j din obiect avion. Pentru comoditate, indicele modului spațial p a fost transformat într-un p cu 2 vectori.
Numărul aproximativ de valori proprii semnificative hp este dat de ecuația. (5,58)
la fel de
M = AAJ^R)2,
(5,59)

unde A = axay este aria deschiderii și Λo este aria obiectului plan la distanța R. Mai general putem deriva ecuația. (5.59) observând că prin ec. (5.9) M este dat aproximativ de
M
CLWlT.h-,, = лг|«0)12 Γ í í !/>(<-, -гг)irci2г, p pL JA v A
Л|/?(0)|2
= ЛВт(лK)-2
fB(M)]2d2H
o
= AAJÇÂR-)2,
dacă definim aria efectivă a obiectului ca
Ao = B2
[B(< d2w
o
B(и)Ь2и.
o
(5,60)
(5,61)
B
Pentru un obiect care radiaza uniform, Ao este geometria sa! zonă.
Implicit în derivarea noastră este faptul că M b·-- 1, astfel încât nucleul /?(r) acoperă o zonă mult mai mică decât deschiderea A. Numărul M dat de ecuația. (5.59) a fost definită de Gabor [1961] ca numărul de grade spațiale de libertate din obiect. Dacă obiectul are o strălucire

uniformă pe zona Ao, M valorile proprii semnificative pot fi luate ca egale, hp « când M >· 1, iar restul poate fi setat equa! la 0.
Când obiectul este un disc circular radiant uniform de raza b și aria Ao = nb2, iar deschiderea este circulară cu raza a, ecuația integrai (5.9) se reduce la una tratată de Slepian [1964]. Funcțiile modului spațial i?p(r) sunt proporționale cu funcțiile de undă sfeioidală prolate generalizate, iar valorile proprii pot fi exprimate ca
= (4/a2)AN>k, a = kab/R,   (5.62)
unde ziVfe sunt valorile proprii tabulate de Slepian [1964]; nostru a corespunde parametrului său c. Funcțiile proprii cu N — 0 prezintă simetrie circulară. Valorile proprii cu N > 0 au multiplicitatea 2, corespunzătoare funcțiilor proprii proporționale cu cos Nφ și sin Nφ, φ fiind coordonata unghiulară în pianul deschiderii. Henee în toate expresiile noastre termenii pentru rr ode cu N > 0 trebuie luați de două ori. Cu această condiție, există atunci când M1 aproximativ M = ^a2 valori proprii semnificative, iar restul sunt aproape 0. Când este nevoie de un set specific de valori proprii pentru calcularea probabilităților de detecție, se vor folosi cele pentru obiectul circular uniform și deschiderea circulară. .

5.4.1. Limită cuantică extremă

Când nu există deloc lumină de fundal, metoda de la § 5.3.1 poate fi

aplicat imediat. Pentru lumina polarizată liniar, probabilitatea de detecție este dată de ecuația. (5.23), unde acum în loc de eq. (5.24) probabilitatea px(0) de a nu primi deloc fotoni este dată de
M°) = ПШ'+МЛ) 1 = ПЕЛ^Ю] \ (5,63)
pm   p
cu /(z) determinantul Fredholm specificat de densitatea spectrală temporală X(ω) ca în ec. (5,25). În special, pentru un produs cu lățime de bandă de timp foarte mică, WT -< 1,
p.сч-па+'чл.г1. (sm)
P

Fig. 5.10. Probabilitatea detectării unui obiect circular la o deschidere circulară în limita cuantică extremă, față de numărul mediu Ns de fotoni primiți; lumină polarizată liniar. WT 1, Qo IO-4. Curbele sunt indexate de parametrul a = 2Л/I = kabIR.

Fig. 5.11. Probabilitatea Q¿ de a detecta un obiect circular la o deschidere circulară în limita cuantică extremă, față de numărul mediu Ns de fotoni primiți; lumină nepolarizată, WT < 1, òo = IO-4· Curbele sunt indexate de parametrul a = 2Mì = kab/R.

iar pentru WT 1,
P1(°) = ПехР(_йР^) = exp(-7Vs).   (5,65)
P
Astfel, atunci când timpul de observare este foarte lung, WT^> 1, detectabilitatea obiectului extins depinde doar de numărul mediu total Ns de fotoni primiți de la acesta și deloc de dimensiunea și forma acestuia, cu condiția ca receptorul optim să fie utilizat.
În Fig. 5.10 am reprezentat grafic probabilitatea Qd de a detecta un obiect circular la o deschidere circulară când lumina este polarizată liniar și WT<< 1 ; sunt expuse curbe pentru diferite valori ale parametrului a =. În fig.

5.11 dăm probabilitățile de detecție pentru lumina nepolarizată, determinate ca în ec. (5.28) modificat corespunzător.

5.4.2. Interval intermediar

Statistica optimă pentru detectarea luminii de la un obiect extins arbitrar este dată în ecuația. (5.21) ca o anumită combinație liniară a numerelor vpm de fotoni observați în modurile spațio-temporale. Pentru majoritatea surselor de lumină incoerentă WT 1, și pentru temperaturi și lungimi de undă obișnuite, numărul mediu A" de fotoni termici pe mod, dat de formula Planck, ecuația (3.49), este foarte mic, /"<1. Din eq. (5.19) vedem că, deoarece este de ordinul (ITT)-1 și foarte mic, 1 pentru z = 0, 1 și logaritmul raportului de probabilitate, eq. (5.21), este aproximativ

U' = ΣΣ + (5-66)
p rn

Vom presupune aici că densitatea spectrală temporală X(ω) este dreptunghiulară, ca în ec. (5.29), astfel încât ss (TFT)”1 pentru toate modurile temporale semnificative μ = WT. Statistica U' depinde atunci numai de

ITT
VP = Σ V₽m·   (5 67)
m= 1

care este suma numărului de fotoni din toate μ modurile temporale semnificative în care se descompune modul de deschidere ψρ(T). Statistica U' poate fi apoi scrisă ca

=[[νρ1η(1 + /ζρ^/ I WT)-hpNs],   (5,68)
P

Această statistică depinde de numărul așteptat Ns de fotoni de la obiect și nu poate oferi un test uniform cel mai puternic pentru prezența luminii obiectului. Un receptor care este mai puțin eficient, dar a cărui proiectare nu necesită cunoașterea numărului Ns, este receptorul de prag introdus în § 1.4. Aici statistica sa este obținută prin extinderea U’ în puteri ale lui NJ<A ‘WT și păstrând doar termenul proporțional cu primul. Utilizarea receptorului de prag presupune compararea statisticii

=   (5,69)
P

cu un nivel de decizie Uo și hotărând că lumina de la obiect este prezentă ori de câte ori U" > Uo. Când WTt 1 numărul total vp de fotoni în modul de deschidere ψρ(í) are o distribuție Poisson sub fiecare ipoteză.

Λ(νρ) = v,n exp (-vpi)/vp\, i = 0, 1,
vp0 = ' И ì vpl = /ip/Vs+· > ΨT, (5,70)

Aceste distribuții au fost folosite pentru a calcula probabilitatea detectării unui obiect circular la o deschidere circulară (Helstrom [1970b]). În Fig. 5.12 această probabilitate a fost reprezentată în raport cu numărul mediu Ns de fotoni recepționați pentru WT = 1 și diferite valori ale parametrului a = 2M~. Cu cât obiectul este mai mare, cu atât sunt mai multe moduri de deschidere incoerente între care lumina obiectului este împărțită și probabilitatea de detectare este mai mică.

Detectorul optim reprezentat de statistica U' în ec. (5.68) a fost, de asemenea, evaluat și s-a constatat că atinge probabilități de detecție

foarte dozate față de cele ale detectorului de prag. Cele două detectoare sunt la fel pentru o sursă punctuală, când contribuie doar un singur mod de deschidere. Când 1, pe de altă parte, valorile proprii semnificative hp sunt aproape egale cu M~l, și atât U' cât și V" cântăresc numerele asociate vp în același mod. Astfel, detectoarele optime și de prag diferă doar în tratamentul lor asupra moduri ale căror

Fig. 5.12. Probabilitatea <2d de a detecta un obiect circular uniform cu raza b prin observații la o deschidere circulară cu raza a, față de numărul mediu Ns de fotoni primiți de la obiect; WWT = 1, β0 — 10“2. Curbele sunt indexate de parametrul a — 2Л/Ч — kab¡R. (Din Helstrom [1970b].)

valorile proprii hp se află între M 1 și zero, iar acestea influențează doar slab statisticile U' și U".

Când M A 1, statisticile optime și de prag sunt aproape proporționale cu variabilele aleatoare distribuite de Poisson cu valori medii MWT și MWT+ Ns în cele două ipoteze. Probabilitatea de detectare poate fi apoi citită din curbele din Fig. 5.4 și 5.5 dacă ЖРЕТ este înlocuit cu .ГЛ-/1ГТ.

§ 6. Teoria estimării

6.1. ESTIMARE A PARAMETRILOR CLASICI

Câmpul de la deschiderea unui instrument optic poate fi format din două părți, componenta semnalului datorată luminii dintr-o sursă sau din planul obiectului și componenta de zgomot datorată fondului termic. Câmpul 3F mai depind de anumiți parametri ai sursei, cum ar fi puterea sa radiantă sau lungimea de undă sau, în cazul unui ecou radar laser, timpul său de sosire; le notăm cu (0t, θ2,. . ., d,„) = θ și indicăm că câmpul depinde de ele scriindu-l J^(0). Observatorul dorește să estimeze valorile acestor parametri. Estimările sale (\, 02, ..., θт se vor baza pe câmpul total real + .^0 la deschiderea A în timpul unui interval de observare (0, T). Cum să procesați cel mai bine acel câmp pentru a estima parametrii θ este o problemă în teoria estimării statistica. Așa cum este aplicată parametrilor semnalelor recepționate în prezența zgomotului, teoria estimării a fost discutată în texte precum cele ale lui Middleton [1960, cap. 21], Van Trees [1968, § 2.4] și Helstrom [1968c, cap. 8].

Când teoria electromagnetică clasică este valabilă, putem eșantiona câmpul de deschidere în diferite puncte spațiu-timp (r, t), re A, te (0, T), notând probele pe care le obținem cu x = (xb x2,... , x„), ca în § 1. Ulterior aceste n puncte de prelevare sunt luate împreună dozator și dozator și trecem la limita n -> co a unui număr infinit de probe. Funcția de densitate de probabilitate comună (pdf) a datelor x, în condițiile în care câmpul este A(0) + ·í%, este desemnată prin p(x\ θ); întruchipează statistica! proprietățile luminii obiectului (semnalul) și ale fundalului (zgomotul).

Atitudinea bayesiană față de estimare, cât și față de detecție, afirmă că cea mai bună schemă este cea mai ieftină, în medie. Definim un cost C(θ, θ) al emiterii estimărilor θ = (dj, θ2, . . ., θ,„) ale parametrilor Qj când valorile adevărate sunt θ = (0t, θ2, . . ., θт) . Pentru un singur parametru, eroarea pătrată

$$C(\theta, \theta) = (\theta-\theta)^2 \qquad (6.1)$$

este o funcție de cost obișnuită și manevrabilă din punct de vedere matematic. În plus, noi

trebuie să specifice un pdf prealabil ζ(θ) al parametrilor, reprezentând frecvențele relative cu care se află valorile acestora în diferite regiuni ale spațiului parametrilor 0. O strategie de estimare este un set de m funcții ale datelor, 0, = 0,(x), z = 1,2,. . ., m. pe care wc le colectează într-un estimator vectorial 0(x).

Estimarea este o versiune continuă a unui test cu ipoteze multiple, în care ipotezele afirmă că parametrii 0 ai lui p(x\θ) se află în una dintre numeroasele regiuni infinitezimale d'"0 ale spațiului θ. Prin analogie cu eq. (1.24), costul mediu al unui anumit set de strategii 0(x) este

C =

Íjz(0) (X»(x), 0)p(x|0)d"0d"x.

(6,2)

Cel mai bun estimator 0(x) este cel pentru care C este minim. Ca și în cazul testării de ipoteze multiple, cea mai bună strategie alege care setează Ô pentru care riscul posterior

Цθ} = | C(0. θ)ρ(θ\χ)ά,ηθ (6.3)

este minim - cf. eq (1,25) - , unde

p(0|x) = z(0)p(x|0)/p(x), p(x) = Jz(0)p(x|0)d"x; (6.4)

p(0|x) este pdf-ul posterior al valorilor parametrului 0, date fiind datele observate x. iar p(x) este p df total al datelor x

Cu o funcție de cost quadrane ca în ec. (6.1), estimarea Bayes a unui singur parametru 0 este valoarea așteptată condițională

0 = | 0p(0|x)d0, (6,5)

după cum se poate demonstra prin substituirea în ec. (6.3) și minimizarea față de 0. Pe de altă parte. o funcție de cost a formei

C(0, 0) = A-Bδ(θ-θ)

(6 6)

care este omologul continuu cu cel din ec. (1.29), conduce la estimarea de maximă probabilitate, care selectează acele valori ale parametrilor pentru care pdf-ul posterior p(0|x) este maxim. Când pdf anterioară z(0) a parametrilor este foarte larg, ca atunci când nu se știe nimic despre valorile lor în prealabil, toate informațiile despre ei fiind în mod necesar derivate din măsurătorile lui x, strategia de maximă probabilitate este echivalentă cu alegerea. valorile lui 0 = (0t, 02, . . ., 0m) pentru care condiționalul pdf p(x|0) este maxim.

Când parametrii se referă la câmpul creat de o sursă, putem specifica în general pdf-ul p0(x) care ar descrie datele x dacă sursa nu este operativă. În optică acest pdf întruchipează statistica! proprietățile luminii de fundal. Întrucât nu implică parametrii câmpului sursă, putem la fel de bine să exprimăm aceste strategii de estimare în termeni de raport de probabilitate Λ(χ; θ) = ρ(χ\θ)/ρ0(χ). Utilizarea unui astfel de raport de probabilitate facilitează trecerea la limita unui număr infinit de date, în care toate informațiile din câmpul de deschidere sunt epuizate.

6.2. ESTIMARE CUANTICA

Când câmpul (0) + al luminii incidente trebuie tratat mecanic cuantic, este din nou convenabil să ne imaginăm ca fiind admis în cavitatea fără

pierderi a unui receptor ideal prin deschiderea deschiderii în timpul intervalului de observare (0, T). Operatorul de densitate p al câmpului din interiorul receptorului la un moment ulterior t > T va depinde de parametrii θ ai luminii de la sursă, p — p(0). Parametrii θ trebuie estimați prin măsurători pe teren care sunt în concordanță cu legile mecanicii cuantice. Ca și în cazul testării cu ipoteze multiple, dacă operatorii de densitate p(0) fac naveta pentru toate perechile de seturi de parametri θ, toți au un set comun de stări proprii; și determinând mai întâi în care dintre aceste stări se află de fapt câmpul de cavitate, parametrii pot fi estimați prin metodele clasice descrise în § 6.1. Pe de altă parte, pentru operatorii de densitate noncommuting p(0), estimarea optimă pune probleme dificile.

6.2.1. Estimarea erorii-medii-pătrate minime

Să considerăm mai întâi estimarea unui singur parametru θ. Costul Bayes este, ca în ec. (6.2),

C = J Tr [C(0, 0) ρ(θ)] ζ(θ) dO, (6.7)

unde ca înainte ζ(θ) este pdf anterioară a parametrului necunoscut și C(0, θ) este o funcție de cost care măsoară gravitatea unei erori, adică de emitere a unei estimări θ când valoarea adevărată a parametrului este θ . Estimatorul θ este un operator hermitian a cărui măsurătoare pe sistem dă valoarea numerică! estimaţi θ, lăsând sistemul într-o stare proprie |0> de θ, θ\θ) = θ\θ).

Când costul unei erori este măsurat prin pătratul acesteia, ca în ec. (6.1), costul mediu este

C = f Tr [p(0)(0-0)2]z(0)dO = Tr(02To-2Γ10 + Γ2), (6,8)

unde Γo, Γ și Γ2 sunt operatori definiți de

Γ,=]()'>(«IώI. (6.9)

Personick [1971] a arătat că estimatorul optim θ este soluția ecuației operatorului

0ΓO + ΓO0 = 2Γ1 (6,10)

și că eroarea pătrată medie minimă este

C„„ = Tr(Γ2-Γ,Й). («il)

Operatorul Ù poate fi scris formal ca

Γ ' 0 = 2 exp (- / 0 a)Γл exp y)d-/, (6.12)

do

care se poate demonstra că satisface eq. (6.10),

fx -

Γo0 + 0/ „ = —2 — [exp a)fj exp (- roa)]da

face fa

= -2exp(-Γoa)Γ1 exp(-Γoa)Io = 2^ι ·

Când operatorii de densitate ρ(β) comută pentru toate perechile de valori de 0, este necesar doar să se determine în care dintre setul lor comun de stări proprii este de fapt sistemul, iar măsurarea operatorului θ este echivalentă cu găsirea valorii așteptate condiționale dată. prin eq. (6,5). O abordare similară pentru filtrarea optimă a variabilelor mecanice cuantice a fost adoptată de Grishanin și Stratono vieti [1970].

Ca exemplu, luați în considerare estimarea amplitudinii Γ a unui semnal coerent de formă cunoscută, primit în prezența unui fond termic. Am arătat în § 3.3.1 că făcând o anumită combinație liniară a modurilor normale ale receptorului putem forma un „mod potrivit” care singur conține semnalul. Operatorul de densitate pentru acest mod de potrivire poate fi scris ca în ecuația. (3.59), și dacă luăm ca parametru

necunoscut Γ așa cum este definit de ecuația. (3.56) în limita M -> oo, putem scrie operatorul de densitate ca

p(Γ) = (гі Γ1 fexp(-|;--r|2/J)|7><}'|d2y.   (6.13)

Permitem ca Γ să fie fie pozitiv, fie negativ; este proporțional cu amplitudinea semnalului clasic, cu As = |T|2 numărul mediu de fotoni furnizați de sursă. Here Γ este numărul mediu de fotoni de fundal pe mod, așa cum este dat de formula Planck, eq. (3,51); se presupune un receptor potrivit (Zo = Zs).

Să presupunem că amplitudinea Γ are un pdf anterior gaussian,

Z(Γ) = (2πΓ2)-= exp [- (Γ-Γ)2/2σ2],   (6 14)

unde Γ este valoarea așteptată a priori a lui Γ și σ2 este o varianță care măsoară incertitudinea noastră cu privire la valoarea lui Γ înainte de orice observație. Operatorul de estimare Γ care minimizează eroarea pătratică medie este atunci

Γ = |a2J2 + C i biKW2 + Ì=f' + -n,   (6.15)

unde J = 4(c1 + c+) este operatorul legat de „coordonata” oscilatorului de armonie reprezentând modul potrivit, așa cum este definit în ecuația. (3.57) în ceea ce privește operatorii de anihilare și creare pentru acel mod (Personick [1971]). Eroarea pătratică medie minimă când se măsoară Γ este

6 = σ'(Π'+|)/(σ2 + 1·1 +{).   (6,16)

Dacă amplitudinea Γ este cea mai incertă a priori, σ2 oo, Γ = și C = { I +|. Eroarea pătrată medie relativă este

E(Γ-ΓУ/Γ2 = (2J'+1)/4ÆS = d;2,   (6.17)

unde D2 este raportul semnal-zgomot care specifică, prin ecuația. (3.65), probabilitatea detectării semnalului coerent în zgomot termic atunci când operatorul de prag â este măsurat pe câmp în receptorul ideal. În limita clasică acest estimator Γ al amplitudinii semnalului devine echivalent cu cel derivat de teoria estimării obișnuite, iar eroarea pătratică medie relativă a acestuia se apropie de valoarea clasică A'¡2NS = K-^~j2Es, unde £s este energia în câmpul semnalului și Kf este energia termică medie pe mod (Helstrom [1968c, pp. 254-256; 1968d]). Deși în mod clasic statistica optimă pentru estimarea amplitudinii unui semnal coerent în prezența zgomotului gaussian este aceeași cu statistica optimă pentru detectarea semnalului, acesta nu este cazul mecanic cuantic; operatorul optim de detecție Π, așa cum am învățat în § 3.3, nu este același cu operatorul J?.

Când doi sau mai mulți parametri trebuie estimați cu o eroare pătratică medie minimă, funcția de cost ia forma

m
c(ɵ;ɵ} = x^д,-ɵi)2>   (6.18)
i= 1

unde a,· sunt greutăți adecvate. Deși s-ar putea proceda formal ca pentru un singur parametru, operatorii de estimare rezultați d¡ pot să nu facă naveta, iar henee ar putea să nu fie măsurabili simultan pe același sistem. Un exemplu este estimarea amplitudinii și fazei unui semnal coerent într-un fond termic sau, echivalent, estimarea lui γΛ. iar yv în

operator de densitate

p(ÿ) = (π.4')_1 Jexp(-|yy|2 ')|y><y|d2y, 7 = 'Ã+i;v.   (6,19)

Estimatorii care ar urmari implică lliq+cj') pentru ÿx și ¡¡(cf — cj for și aceștia nu fac navetă. Cum să găsiți operatori de navetă {ÕJ care minimizează eroarea medie pătratică totală este necunoscut.

6.2.2 funcţii de cost bibliografic

Când costul funcționează altele decât eroarea pătrată, eq. (6.1), guvernează estimarea, operatorii optimi de estimare sunt necunoscuți. Pentru un singur parametru, este necesar să se descopere un operator Õ care minimizează C în ec. (6.7). Am observat asemănarea dintre estimare și testarea ipotezelor multiple, iar în domeniul cuantic strategiile optime pentru ambele rămân nedescoperite. Se pare că nu există o contrapartidă cuantică pentru pdf posterior ρ(θ\χ) în limita în care datele x cuprind toate informațiile disponibile în câmpul receptorului.

6.3. Ί UE CRAME RR AO INEGALITATE

Deși estimatorul Bayes optim al unui parametru θ al unui operator de densitate ρ(θ) nu este în general cunoscut, este posibil să se stabilească o limită inferioară a erorii pătratice medii care poate fi atinsă de orice estimator având o părtinire dată. În unele cazuri, estimatorul care atinge această limită inferioară poate fi determinat. Calea este arătată de inegalitatea Cramér-Rao a statisticii clasice. Să presupunem că trebuie estimat un parametru 0 al articulației pdf ρ(χ\θ) a unei mulțimi x de date; datele ar putea fi mostre ale câmpului la deschiderea unui instrument optic în timpul unui interval de observare (0, T), iar 0 ar putea fi puterea radiantă a unei stele în câmpul vizual. Un estimator al lui θ este o funcție Ô(x) a datelor, iar părtinirea sa este

/>((/) = E[0(x)|6]-0 = 0(x)p(x|0)dnx-0

Eroarea pătratică medie este

rf(e) = £![ô(x)- O]2|(U = [ê(x)-e]2p(x|0)d”i,

(6 20)

(6,21)

și s-a demonstrat că această eroare pătratică medie nu poate fi mai mică decât limita Cramér-Rao dată de inegalitatea

unde ά'(0) = dZ»(0)/d0, toate derivatele sunt evaluate la valoarea adevărată a parametrului (Cramér [1946] p. 473 și urm.; Rao [1945]). În plus, această limită inferioară este atinsă dacă derivata care apare în ec. (6.22) are forma

~ln p(x|0) = k(0)[0(x)-0], (6.23)

cU

unde À(0) este independent de datele x. Estimarea θ(χ) în ec. (6.23) este imparțial și atinge o eroare pătrată medie minimă dată de

<f(0) = И'(θ)]-1; (6,24)

este numit un estimator eficient. Estimatorii eficienți există doar în cazuri excepționale. Inegalitatea Cramér-Rao în această formă a fost aplicată la estimarea poziției unei imagini stelare pe o suprafață fotosensibilă de către Helstrom [1964] și Farrell [1966]; aplicațiile la estimarea altor parametri ai unei surse optice sunt date de Helstrom [1969b, 1970c].

Un estimator cuantic-mecanic al parametrului 0 va fi un operator hermitian θ care, atunci când este măsurat pe sistem, dă un rezultat care este luat
ca estimarea θ a lui θ. Zaluea sa asteptata este

E[0|0] = Tr [p(0)0], (6,25)

iar părtinirea sa este, ca în ec. (6.20),

¿(0) = E[0|0]-0 = Tr [p(0)(0-0)].   (6,26)
Eroarea pătratică medie este definită de
<f(0) = E[(í)-0)2|0] = Tr [p(0)(0-0)2],   (6,27)
și se poate demonstra că este mărginită mai jos de contrapartida mecanică cuantică a ecuației. (6.22),
íf(0) [1 + ¿>'(0)]2/Tr (pL2),   (6,28)
unde L este derivata logaritmică simetrică (sld) a lui p(0) în raport cu 0, definită ca soluția ecuației operatorului
Õp/Õ9 = ^(pL + Lp)   '(6,29)
(Hei^trom [1967c]).
Se spune că estimatorul 0 este eficient dacă sld are forma corespunzătoare-
ing to eq. (6.23),
(6,30)
L = £(0)(0-0),

κ(0) fiind o funcție c-număr, după care estimatorul este, de asemenea, imparțial și atinge eroarea pătrată medie minimă dată de ecuația. (6.28) cu b'(0) = 0. Ca în ec. (6.24), eroarea pătratică medie minimă este [A((/)]_1.
Există versiuni multidimensionale atât ale inegalităților Cramér-Rao clasice, cât și ale mecanicii cuantice (Helstrom [1968a]) și permit să se limiteze erorile pătratice medii ale estimărilor a mai mult de un singur parametru necunoscut. O extensie a estimării parametrilor atunci când se cunoaște un pdf anterioară a parametrilor necunoscuți a fost oferită de Personick [1971], care a aplicat bound to estimation în comunicațiile cuantice.
Estimatorul J = Hg + c]1') al amplitudinii F a unui semnal coerent în zgomot termic, care a fost derivat în § 2.1, este un estimator eficient. sld L are forma
L = 4(=2- Γ)/(2, f '+l).   (6 31)
și [Æ(F)]_1 = ^(2^1+1) este eroarea pătratică medie pe care o atinge, ca în ecuația. (6.16) pentru σ2 -+ oo (Helstrom [1968a]). Este posibilă o eroare pătratică medie mai mică, dar numai pentru un estimator părtinitor.
Dacă ambele componente ale amplitudinii complexe y = ÿx + iÿ), ale unui semnal coerent în zgomot termic trebuie estimate - operatorul de densitate este acum cel dat în ec. (6.19) - , inegalitatea multivariată Cramér-Rao în forma sa mecanică cuantică stabilește limitele inferioare
Ж-Ã)2 i(2 i' + l), Ш-7.)2   +(6,32)
Operatorii
sunt estimatori eficienți ai ÿx și, respectiv, ÿy, dar nu fac naveta și henee nu poate fi măsurat în același receptor.
Dacă câmpul în modul de potrivire este amplificat, așa cum este descris în § 3.5, amplitudinea complexă a modului de potrivire ar putea fi estimată și estimarea poate fi împărțită la rădăcina pătrată G2 a câștigului pentru a obține estimări ale lui yx și yy. Erorile pătratice medii minime rezultate se obțin prin înlocuirea din ecuația. (3,90) G(J'+1)— 1 pentru J'. În limita G -a oo, atât G2ÿx, cât și Giy) pot fi măsurate simultan de către estimatori eficienți clasico-fizic. iar erorile pătratice medii minime astfel atinse sunt, după împărțirea cu G,
E(yx-ÿx)2 = ί́μ+ί́), Ж-ã)2 = IЖ+i), (6.33) care sunt mai mari decât cele din ec. (6,32). Acestea corespund unui produs de incertitudine
[Ж-p)2Ж-?)2]" = й(ж+1)
VH, § 6]

în coordonata q = (2h№Ÿ(cx +c^) și impulsul p = (2hQ)4(cț -Ci) a oscilatorului de armonie reprezentând modul potrivit. Când J7" = 0, acesta este acelaşi produs de incertitudine ca și găsit de Arthurs și Kelly [1965] într-un studiu al măsurării simultane a observabilelor noncommuting; vezi și She and Heffner [1966].
Inegalitatea Cramér-Rao mecanică cuantică a fost aplicată la estimarea parametrilor obiectelor care radiază incoerent (Helstrom [1970a]). S-a presupus că produsul fKT al timpului de observare T și lățimea de bandă W a luminii obiectului este foarte mare, totuși numărul mediu .. Γ' de fotoni de zgomot pe mod este foarte mic, astfel încât J WT este de ordinul 1. Pentru o sursă punctiformă, eroarea relativă pătrată medie a unei estimări nepărtinitoare a puterii radiante Bo a unei surse punctiforme este delimitată mai jos de
E(B0-B0)2/B2
unde cu X(ω) densitatea spectrală a luminii obiectului definită în ec. (5.3),
<711.
±(<7) = ±± [I(ω)]2[1κ»(<4ω,
2π V - oo

În limita cuantică extremă, oo,/¡(í?)1, iar eroarea relativă medie pătrată minimă este mărginită mai jos de AÇ1. Pentru тa Ω', iar limita inferioară este (A^ΛΛΊKT)-1.
Pentru o estimare imparțială a frecvenței Ω a luminii incoerente având lățime de bandă W și care provine de la o sursă punctuală, următoarele limite inferioare au fost derivate din inegalitatea Cramér-Rao.
E(Ω-Ω)2/IT2 2/Ns,
E(0-tì)2/W2 2,1 IVT/A2,
. I UT < As
Л И Г » 1VS
Pentru o coordonată ux a poziției sursei punctuale într-un plan la distanța R, eroarea pătratică medie relativă este supusă următoarelor limite:
E(ΰ́χ-ι1χ)21δ2 1/NS,
E(ûx-Ux)2/ô2 2. m/<
. XWT < Ns Л ИТ»Л'„.
Here <5 = XRj2na, unde λ = 2nc¡Q este lungimea de undă a luminii și a este raza deschiderii, luată ca circulară; astfel <5 reprezintă dimensiunea unui element de rezoluție în piane obiect. Limitele erorilor din estimări pentru sursele extinse au fost, de asemenea, derivate în referința citată.

Confirmare
Cercetarea scriitorului descrisă în acest articol a fost parțial efectuată sub Grant NGL 05-009-079 de la National Aeronautics and Space Administration. Doresc să mulțumesc doamnei Lily Wang și domnului Yie-Ming Hong pentru asistența acordată cu numerica! calcule.
Referințe
Arthurs, E. și JL Kelly Jr., 1965. Bell System Tech. J. 44, 725.
Bakut, P. A. 1966. Radio ing. Electron. (I SSR)II, 551.
Bakut. P. A 1967, Radio Ing. Electron. (L SSR)12. 1.
Bakut. P \ și SS Shchurov, 1968, Probi. Peredachi Informats'n4(I),77.

Bak' i . P A., VG Vygon, AA Kuriksha, \G RepinandGPTsrtakovskii, 1966 Probi. Peredachi Informatsii 2(4), 39.
Bar-David, I., 1969, Trad. IEEE 11 -15, 31.
Cramér, H., 1946, Mathematica! Metode de statistică (Princeton Univ. Press, Princeton). F arrell, E J., 1966, J. Opt. Soc Am. 56, 578.
Gkbor, D., 1961, Progresul în optică I. 138.
Gagliardi, R., 1972. Trad. IEEE IΓ-18(1), 208.
Ginzburg. S. \ . N66 Radio 1 ng. Electron. (URSS) 11, 1972.
Gi AUBi r, R J., 1963, Phys. Apoc. 131, 2766.
Goodman, 1 W., 1966, Trans IEEE AES-2, 526.
Green, HS și E Wolf, 1953, Proc. Fiz. Soc. (Londra) A66, 1129.
Grenander, U iod G Szego, 1058, loeplitz Forms and Their Applications (Univ. of t diforma Ptess, Berkeley i
Grişanin, B. \ şi B 1 Strau >novich, 1970, Probi. Peredachi Infoi matsii 6 (3), 15. H tus, Fl. \., 1970, Proc IEEE 58, 1599.
Helstrom, CW 1964, Trad. IEEE 1T-10, 275.
Helstrom, CW, 1967a, J. Opt. Soc. A.m. 57, 353.
Ht lstrom, CW, 1967b. Informați și (ontrol 10, 254.
Ht LSI rom. C W., 1967c, Phys. Scrisorile 25A, 101.
Helstrom, C W., 1968a, Trad. IEEE 11-14.234.
Helstrom, C W., 1968b, Int .1. Fheor Phys. eu, 37.
Ht lstrom. C W., 1968c, Teoria statistică a detectării semnalului, ed. a II-a. (Pergamon Press, Oxford).
Helstrom. C W., 1968d, Inform, and Control 13, 156.
Helstrom, CW, 1969a, Trad. IEEE AES-5, 562.
Helstrom, C W., 1969b, J. Opt. Soc. Am 59, 164.
Helstrom, C W., 1969c, J. Opt Soc Mn. 59, 924.
Helstrom. C W., 1969d, J. Stat Phys. 1, 231.
Helstrom, CWl 1970a J. Opt. Soc. A.m. 60, 233,
Helstrom, C. W, 1970b J Opt. Soc. A.m. 60, 521.
Helstrom, CW, 1970c, J. Opt. Soc. A.m. 60, 659.
Helstrom, CW, 1971, Trad. IEEE AES-7, 210.
Helstrom, C. W. .). W S. Liu și JP Gordon, 1970, Proc.IEEE58,1578.
H'>versten, EV, RO Harger si SJ Halme, 1970,Proc.IEEE58.1626.
Kxrp. S și JR Clark, 1970, Trad. IEEE IT-16, 672.
Karp, S., EL O'Neill şi RM Gagliardi, 1970, Proc. IEEE 58, 1611.
Kennedy, RS, 1970, Proc IEI I 58. 1651.
Kennedy, R S. și E. V. Hoversten, 1968. Trad. IEEE IT-14, 716.

Kuriksha, A. Λ., 1968, Radio Ing. Electron. (URSS) 13, 1567.
Lachs, G., 1965, Phys. Rev. 138, B1012.
Lax, M., 1966, Phys. Apoc. 145, 110.
Liu, J. W S., 1970, Irans. IEEE (1 16, 319.
Louisell, WH, 1964, Radiation and Noise in Quantum Electronics (McGraw-Hill, New York).
Louisell, W H. şi L. RW alker, 1965, Phys. Apoc. 137, B204.
Mandel, L., 1958, Proc. Fiz. Soc. (Londra) 72, 103 7.
Middleton, D., 1960, An Introduction to Statistical Communication Theory (McGrawHill, New York).
Middleton, 1966, Trad. IEEE IT-12, 230.
Personick, S., 1971, Trad. IEEE IT-17, 240.
Rao, CR, 1945, Bull. Calcutta Math. Soc. 37, 81.
Reiffen, B. şi H. Sherman, 1963, Proc. IEEE 51, 1316.
Rudnick, P., 1962, Nature 193, 604.

Ea, C. Y , 1965, J. Appi. Fiz. 36, 3784.
Ea, C. Y , 1968, Trad. IEEE IT-14, 32.
She, C Y. și H. Heffner, 1966, Phys. Apoc. 152, 1103.
Siegert, AJ F„ 1957, Trad. IRE IT-3, 38.
Slepian, D., 1964, Bell System Tech. J. 43, 3009.
Slepian, D. și HO Pollar, 1961, Bell System Tech. J 40 43.
Slepian, D. și E. Sonnenblick, 1965, Bell System Tech. J. 44, 1745.
Stefanyi i-, VL, 1966, Probi. Peredachi Informatsii 2(1), 58.
Takahasi, H., 1965. Teoria informațională a canalelor cuantice-mecanice, în: Adv. în Sisteme de comunicații Vol. 1, ed. A. Balakrishnan (Presa Academică, New York) p. 227.
V^n Trees, HL, 1968, Detection, Estimation, and Modulation Theory, pt. 1 (Wiley, New York).
Walther, A., 1967, J. Opt. Soc Am 57, 639.
Yoshitani, R., 1970, On the Detectability Limit of Coherent Optical Signais in Thermal Radiation, teza de doctorat Univ. din California, Los Angeles.
Yuen, HP, RS Kennedy și M. Lax, 1970, Proc. IEEE 58. 1770.

INDEX AUTOR

A

B

C

D

O

P.S

INDEX SUBIECTULUI

INDEX CUMULATIV - VOLUME IX